PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1905. Redaktionsschluss für No. 7 am 22. März 1905. 6. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa.

Nr. 23: A. Battelli u. F. Maccarrone, Sind radioaktive Emanationen elektrisch? S. 161.

O. Rosenbach, Zur Kritik des Problems der *N*-Strahlen. S. 164.

J. Geest, Über die Doppelbrechung von Natriumdampf im magnetischen Felde. S. 166.

S. Nakamura, Über die Dispersion der optischen Symmetrieachse im durchsichtigen inaktiven monoklinischen Krystall. S. 172.

O. M. Corbino, Über die Magnetisierung des Eisens bei hohen Frequenzen. S. 174.

H. Wommelsdorf, Ein neues allgemeines Polarisationssystem der Influenzmaschinen. S. 177.

A. Hess, Methode zur Bestimmung der Volumenänderung beim Schmelzen. S. 186.

Besprechungen:

M. Eyth, Lebendige Kräfte. S. 188.

J. H. Jeans, Die dynamische Theorie der Gase. S. 189.

W. P. Boynton, Anwendungen der kinetischen Theorie auf Gase, Dämpfe, reine Flüssigkeiten und auf die Theorie der Lösungen. S. 189.

H. Ebert, Anleitung zum Glasblasen. S. 189.

A. J. Balfour, Unsere heutige Weltanschauung. S. 190.

J. J. Thomson, Elektrizität und Materie. S. 190.

G. Mie, Moleküle, Atome, Weltäther. S. 190.

K. Arndt, Grundbegriffe der allgemeinen physikalischen Chemie. S. 190.

H. Ahlberg, Festigkeitslehre. S. 190.

G. Helm, Die Theorien der Elektrodynamik. S. 191.

J. Wallentin, Einleitung in die theoretische Elektrizitätslehre. S. 191.

H. Bauer, Chemie der Kohlenstoffverbindungen. S. 191.

O. Röhm, Massanalyse. S. 191.

H. Mayer, Anleitung zur quantitativen Bestimmung der organischen Atomgruppen. S. 191.

G. Rauter, Anorganische chemische Industrie. S. 192.

Berichtigung. S. 192.

Personalien. S. 192.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor A. Battelli.)

No. 22[1]): A. Battelli und F. Maccarrone, Sind radioaktive Emanationen elektrisch?

Die bisher ausgeführten Untersuchungen über radioaktive Emanationen haben noch zu keiner endgültigen Anschauung über ihre Konstitution geführt.

Manche Physiker haben es für wahrscheinlich gehalten, dass sie aus den Resten von Atomen bestehen, welche α-Strahlen ausgesandt haben. Wenn dies der Wirklichkeit entspräche, so müssten radioaktive Emanationen negativ elektrisiert sein.

Hieraus ersieht man ohne weiteres die Wichtigkeit einer Untersuchung, die sich die Feststellung einer derartigen Elektrisierung zur Aufgabe macht.

Ein indirekter Versuch von Rutherford[2]) scheint freilich zu der Annahme zu berechtigen, dass Radiumemanationen keinerlei elektrische Ladungen führen.

Andererseits ist aber Becquerel[3]) durch eine Reihe von Beobachtungen zu der Annahme geführt worden, dass Emanationen aus direkt von radioaktiven Körpern ausgesandten positiven Ionen bestehen.

Eine direkte Untersuchung scheint daher immer noch nötig zu sein, um die Frage endgültig zu entscheiden.

Während noch unsere vorliegenden Untersuchungen im Gange waren, erschien nun in der April-Nummer des Philosophical Magazine ein Aufsatz von Herrn Mc. Clelland[1]), der dieselbe Frage zum Gegenstand hat.

Mc. Clelland kommt zu dem Schlusse, dass Emanationen nicht elektrisiert sind.

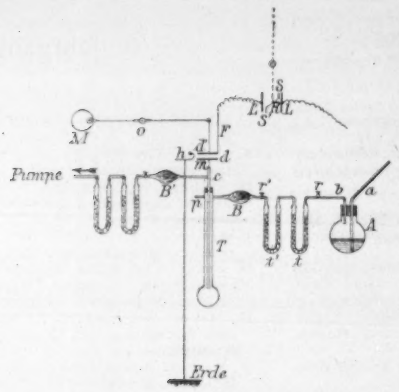
Besagte Arbeit des Herrn Mc. Clelland hat uns jedoch nicht von der Veröffentlichung der Ergebnisse unserer Untersuchungen abgehalten, da einerseits die von uns benutzten Emanationen anderer Art sind als die Mc. Clellandschen, und da ferner mit unserer Methode ein weiterer Schritt in der erwähnten Richtung gethan ist, indem Emanationen durch Abkühlung bis zur Temperatur der flüssigen Luft kondensiert wurden.

In der Flasche *A* befindet sich die radioaktive Substanz, und zwar war dies bei der ersten Versuchsreihe eine Lösung, welche wir durch Auflösen von drei Dezigramm radiumhaltigen Salzes (Baryum-Radiumsalze) in destilliertem Wasser erhalten hatten; das Salz besass eine Radioaktivität von 25000 im Vergleich zu der von Uran.

Die Flasche *A* ist mit einem guten Gummipfropfen verschlossen, durch den zwei Röhren hindurchgehen. Die erste *a* ist dazu bestimmt, einen Stickstoffstrom in den Apparat einzuleiten; sie geht bis auf den Boden der Flasche; die zweite Röhre *b*, die nur in den Hals der Flasche hineinreicht, stellt die Verbindung her mit zwei *U*-Röhren *tt*, von denen sie vermittels des Hahnes *r* getrennt ist. Die beiden Röhren enthalten Pottasche in cylindrischen Stücken und Phosphorsäureanhydrid.

1) No. 21; diese Zeitschr. **5**, 233, 1904.
2) Phil. Mag. (5) **49**, 1, 1900.
3) Comp. Rend. **133**, 97, 1901.

1) Phil. Mag. (6) **7**, 355, 1904.



Durch einen Hahn r' stehen die beiden Röhren mit einer Glocke B in Verbindung, welche mit Glaswolle angefüllt ist und mit der senkrechten Röhre T kommuniziert.

Andererseits reicht in die Röhre T durch einen Pfropfen, der die Mündung der Röhre vollständig dicht verschliesst, das bis fast auf den Boden gehende Rohr c.

Bei einigen Versuchen bestanden der Behälter T und das Innenrohr c vollständig aus Messing; bei anderen wurde hierfür innen und aussen versilbertes Glas benutzt. In beiden Fällen war der Behälter T mit den beiden Glocken B und B' durch Ebonit bester Qualität verbunden. Er mündete sodann in einen Metallstab m aus, der oben eine mit Gummilack überzogene Metallplatte d trug.

Schliesslich steht das Rohr c durch die mit Glaswolle gefüllte Glocke B und zwei Trockenvorrichtungen ähnlich wie tt hindurch mit einer Saugvorrichtung in Verbindung.

Auf diese Weise stellt man in der Röhre T, wenn der Saugapparat funktioniert, einen kontinuierlichen Kreislauf radioaktiver Emanationen her. Wenn diese wirklich elektrisiert sind, so muss ihre Ladung am Ende des Apparates in die Erscheinung treten und die Platte d elektrisiert werden.

Um etwaige Spuren elektrischer Ladung in d festzustellen, haben wir ein Elektroskop benutzt, wie es ähnlich von Blondlot[1]) angewandt wurde; wegen der Kleinheit seiner Kapazität ist dieses Instrument für den Zweck vorzüglich geeignet.

Auf einem U-förmigen Ebonitgestell sind zwei Metallplatten $L\,L'$ befestigt, und zwischen ihnen hängt das bewegliche System; dieses besteht aus zwei dünnen Aluminumblättchen $S\,S$, die vermittels eines leichten Drahtnetzes R (gleichfalls aus Aluminium) verbunden sind; dieses Drahtnetz ist in einem Winkel von 45° zu der Ebene der Platten angebracht.

Die Aufhängung trägt ein winziges Spiegelchen und besteht aus einem Quarzfaden.

Die Platte L steht mit dem Erdboden in Verbindung, und L' ist metallisch mit einem Metallstabe verbunden, der an einem Ebonitträger F sitzt und zur Aufnahme der mit dem Elektroskop zu messenden Ladungen bestimmt ist.

Andererseits ist das Elektroskop an und für sich empfindlich: es zeigt nämlich eine Ablenkung von ungefähr einer Skaleneinteilung, wenn man die Platte L' auf das Potential 1 Volt bringt; die Ablenkungen sind dem Quadrat des Potentials angenähert proportional.

Bei unseren Untersuchungen wurde die Entladung des Elektrometers auf folgende Weise vergrössert: eine kleine Metallscheibe d', die gleich d und gleichfalls mit Gummilack überzogen war, wurde vermittels eines gut isolierenden Stabes am Ende eines zweiarmigen Hebels festgemacht, den wir durch einen kleinen Motor M um den Zapfen O in Schwingung versetzten.

Die Metallscheibe hebt sich bei ihrer Bewegung, bis sie das untere Ende des Metallstabes E berührt, und die Schwingungen des Hebels sind in der Weise reguliert, dass die Scheibe d' in ihrer untersten Lage bis zu einer Entfernung von einigen Zehntel-Millimetern an die andere Scheibe d herankommt.

Ausserdem berührt die Scheibe d', wenn sie an d herangebracht wird, einen Metallansatz h, der sie mit dem Erdboden in Verbindung bringt.

Der Vorteil dieser Einrichtung ist aus folgendem zu ersehen:

Es sei Q die in T vorhandene Elektrizitätsmenge, C die Kapazität in T, C_1 die in d, wenn d' in die Nähe gebracht ist, C_2 die Kapazität von d, wenn d' abgehoben wird. C_2 ist auch die Kapazität von d', wenn S von d entfernt ist.

Wenn man d' an d heranbringt, so teilt sich die Elektrizitätsmenge Q zwischen T und d proportional zu deren Kapazität. Der Teil, der sich in d ansammelt, ist gegeben durch

$$Q_1 = Q\,\frac{C}{C + C_1}.$$

Eine gleiche Menge von entgegengesetztem Vorzeichen wird in d' induziert, und wenn d' abgehoben wird, so ergiebt sich das dann von dieser Elektrizitätsmenge angenommene Potential aus

$$V = \frac{Q_1}{C_2} = \frac{C_1}{C_2\,(C + C_1)}.$$

1) Journal de Physique 1, 5, 1902.

Bei unserer Versuchseinrichtung war C_1 etwas grösser als C und daher

$$V > \frac{1}{2}\frac{Q}{C_1}.$$

Dies ist das Potential, das auch das Elektrometer annimmt, nachdem die Metallscheibe d' eine genügende Anzahl Ablenkungen erfahren hat.

Wie man sieht, ist dieses Potential unabhängig von der Kapazität des Elektrometers und von der Röhre T.

Durch den Versuch haben wir gefunden, dass auf diese Weise bei gleicher Ladung die Ablenkung des Elektroskops ungefähr 30 mal grösser war, als wenn T direkt mit dem Elektroskop verbunden wurde.

Wie schon erwähnt, ergab das Elektroskop ungefähr einen Teilstrich pro Volt, und da C_2 ungefähr 1,5 elektrostatische Einheiten betrug, ist daraus zu schliessen, dass die nach unserer Methode wahrnehmbare Minimalladung $3 \cdot 10^{-13}$ elektromagnetische Einheiten war.

Unsere ersten Untersuchungen wurden, wie gesagt, an einer Lösung radiumhaltigen Salzes vorgenommen.

Um einen Versuch auszuführen, wurde zunächst die Pumpe in Thätigkeit gesetzt, während der Hahn r' offen und der Hahn r geschlossen wurde, bis eine ziemliche Verdünnung erzielt war.

Während wir dann die Pumpe in Thätigkeit erhielten, öffneten wir allmählich r, so dass der Stickstoff, der durch eine Filtriervorrichtung nach A kam, langsam zusammen mit den Emanationen durch die Röhren $t\,t$ hindurchging und mit der Zeit vollständig getrocknet wurde. Andere Versuche wurden ohne die Saugvorrichtung ausgeführt, indem durch a ein kontinuierlicher Gasstrom unter leichtem Druck durch den Apparat hindurch getrieben wurde. Der Stickstoff und die Emanationen kamen in die Röhre T in getrocknetem Zustande und wurden durch Glaswolle filtriert.

Um festzustellen, ob die Emanationen wirklich in T angekommen waren, hatten wir in der Seitenwand derselben Röhre T eine kleine Ausbauchung p angeblasen, in welche Zinksulfid eingebracht wurde. Hierauf liessen wir zunächst (und soweit möglich auch während des Durchganges des Stickstoffes) den Apparat im Dunkeln. Dann fingen wir an, den kleinen Motor in Betrieb zu setzen und die Beobachtungen mit dem Elektroskop auszuführen.

Schliesslich wurde unterhalb von T ein cylindrischer Behälter nach Dewar angebracht, der flüssige Luft enthielt, die durch wiederholtes Filtrieren von allen etwaigen Spuren von Kohlensäureanhydrid oder anderen suspendierten Körpern gereinigt war, um die bekannte zufällige Elektrisierung eingetauchter Körper zu vermeiden. Durch vorsichtiges Heben dieses Behälters brachte man T bis fast nach p hinein, so dass ganz T den Dämpfen der kochenden Luft ausgesetzt war.

Trotz aller Vorsichtsmassregeln zeigte das Elektroskop auch nach tagelanger Ruhepause kleine Veränderungen der normalen Nulleinstellung, und auf diese Weise erhielt man manchmal eine kleine Abweichung des Spiegels (um 1 bis 2 Teilstreiche) bald in der einen, bald in der anderen Richtung. Diese traten jedoch ein, sowohl wenn sich Emanation im Apparat befand, als auch wenn keine darin war, und ihr Einfluss wurde dadurch eliminiert, dass man von Zeit zu Zeit die Platte L zur Erde ableitete und jedesmal die neue Ruhelage ablas, ohne dass deswegen die Versuche mit der Emanation, die 1 bis 30 Minuten dauerten, unterbrochen worden wären.

Nun war das Verhalten des Elektrometers stets dasselbe wie bei dem Versuch, den wir abwechselnd mit jedem Emanationsversuch vornahmen. Daher ist es wahrscheinlich, dass die Emanationen der radiumhaltigen Lösung keinerlei elektrische Ladung besassen.

Die zweite Versuchsreihe wurde an einem Gramm des sogenannten Gieselschen Emanationskörper vorgenommen. Diesen kann man, wie wir es auch gethan haben, in pulverförmigem Zustande benutzen; damit aber seine Emanation sich schnell ausbreitet, muss das Mittel, in dem sie sich befindet, äusserst verdünnt sein. In diesem Falle wurde der Apparat ohne alle Trockenröhren benutzt und bestand nur aus dem Behälter T und einer die Substanz enthaltenden und mit T durch einen weit ausgebohrten Hahn kommunizierenden Glasröhre. In beiden war mit einer guten Quecksilber-Luftpumpe ein Vakuum hergestellt worden. Kaum war die Verbindung von T mit der Substanz geöffnet, so wurde das in p angebrachte Zinksulfid sofort leuchtend. Niemals zeigte jedoch das Elektroskop eine Spur von Elektrisierung, weder bei gewöhnlicher Temperatur noch dann, wenn T den Dämpfen flüssiger Luft ausgesetzt wurde.

Demnach sind auch die Emanationen dieses Körpers nicht Träger einer elektrischen Ladung.

Aus obigen Versuchen ist der Schluss zu ziehen, dass die Emanationen radioaktiver Substanzen wahrscheinlich weder der Rest von Atomen sind, die positive Ionen verloren haben, noch auch aus den positiven Ionen selbst bestehen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 16. Januar 1905.)

Zur Kritik des Problems der N-Strahlen.

Von O. Rosenbach.

In seiner Mitteilung: „Zur Deutung der Versuche mit N-Strahlen" (in dieser Zeitschrift **6**, 7, 1905) berichtet Herr Gehrcke nicht nur die sehr interessante Thatsache, dass man bei vollständiger Dunkelheit einen Gegenstand, der hinter einem (undurchsichtigen) schwach phosphoreszierenden Schirm bewegt wird, deutlich zu sehen glaubt, sondern er giebt auch, indem er die psychologische Natur des Vorganges hervorhebt, die Handhabe zur richtigen Erklärung der nicht objektiv nachweisbaren Phänomene, die den N-Strahlen zugeschrieben werden.

Ich möchte im Anschluss an diese Mitteilung eine in dasselbe Gebiet gehörende Beobachtung berichten — die, wie ich aus mündlichen Mitteilungen weiss, auch von anderen schon gemacht ist — und weiterhin einige Bemerkungen über die psychologische Grundlage solcher Vorgänge anknüpfen.

Wenn man in einem vollkommen dunklen Raume — am besten bei gut ausgeruhten Augen — die Hand vor den (offenen oder geschlossenen) Augen bewegt, so hat man die deutliche Vorstellung einer wechselnden Verdunklung des Gesichtsfeldes und sieht auch die Hand, ja bisweilen die gespreizten Finger vor sich. Selbst wenn man nur einen Finger bewegt, so bemerkt man, namentlich im nasalen Teile des Gesichtsfeldes, die Verdunklung in der Form des Fingers, und man kann genau unterscheiden, ob die Hand vertikal, schräg oder horizontal gehalten wird; auch kann man beim Annähern oder Entfernen der Hand die wechselnde Verdunklung und Aufhellung des Gesichtsfeldes beliebig lange beobachten. Diese Wahrnehmung hat mich seinerzeit, als ich sie in einer schlaflosen Nacht machte, im ersten Momente ausserordentlich frappiert; doch ergab sich schon durch wenige Versuche die einfache und natürliche Erklärung.

Bemerken möchte ich noch, dass eine Reihe von Personen, die den Versuch auf meine Veranlassung anstellten, ohne dass ich ihnen von dem Ergebnis Kenntnis gab, selbständig zu demselben Resultate kamen, obwohl sie zuerst die Frage, ob sie in absoluter Dunkelheit ihre Hand vor den Augen sehen könnten, mit Lachen verneinten. Nicht alle Personen können die einzelnen Finger oder die Konturen der Hand ganz genau sehen; aber alle ohne Ausnahme geben an, dass sie die Verdunklung des Gesichtsfeldes, wenn man diesen Ausdruck hier brauchen kann, deutlich wahrnehmen.

Da es unter den gegebenen Verhältnissen durchaus nicht gelingt, irgendein anderes Objekt als die vor den Augen bewegte eigene Hand zu erblicken, so kann es sich eben nur um eine lebhafte Gesichtsvorstellung handeln, deren Ursache die zwangsmässige (psychologische resp. psychophysische) Übertragung (Irradiation) der in unserem Bewusstsein die Lage und Form der Hand, d. h. die Vorstellung von der Hand, bestimmenden Muskelgefühle auf das optische Gebiet ist. Für diese Annahme spricht der Umstand, dass man, nachdem man erst einmal auf diese Vorgänge seine Aufmerksamkeit gerichtet hat, im finsteren Raume die Hand auch an jeder anderen Stelle des Gesichtsfeldes zu sehen glaubt, wenn auch ausserordentlich viel schattenhafter, als wenn man sie direkt vor das Auge hält. Die Suggestion mag ja in diesem speziellen Falle auch eine Rolle spielen; aber es kann doch kein Zweifel darüber sein, dass wir im Finstern gerade von der Hand und ihrer Lage eine ebenso gute Vorstellung haben, wie bei Beleuchtung, und es ist gleichfalls klar, dass die Vorstellung eines taktil wohl charakterisierten Objektes untrennbar ist von der entsprechenden, durch die Erfahrung gegebenen, Gesichtsvorstellung. Der psychologische Vorgang ist also als assoziiertes inneres Sehen zu bezeichnen, das in der Vorstellung der Blinden eine wichtige Rolle spielt, die auf Grund der Tastempfindung auch eine optische Vorstellung der Objekte bilden.[1])

Die Verdunklung des Gesichtsfeldes durch die vor das Auge gehaltene Hand ist natürlich nicht eine wirkliche Verdunklung, da ein absolut verdunkeltes Gesichtsfeld nicht noch mehr verdunkelt werden kann, sondern sie ist der Ausdruck der zwangsgemässen (aus der ständigen Erfahrung oder sogar direkt aus dem Mechanismus der Sehvorstellung resultierenden) Schlussfolgerung, dass im allgemeinen ein solides Objekt sich von den anderen Teilen des Gesichtsfeldes durch eine geringere Intensität der Helligkeit unterscheidet. Die durch reale taktile Impulse hervorgerufene Vorstellung vom soliden Objekte ist also auch im Dunklen mit einer centralen, der optischen Projektion nach aussen entsprechenden, Veränderung der vorher gleichmässigen Beschaffenheit des Gesichtsfeldes verbunden, und zwar entspricht diese Veränderung mehr oder weniger genau der Form des Objektes, d. h. die Differenzierung findet eigentlich so statt, wie wenn bei genügend erhelltem Gesichtsfelde ein auftauchendes Objekt die Gleichmässigkeit der Helligkeitsempfindung vermindert oder Erregungsimpulse von anderer Qualität als die des allgemeinen Hintergrundes (Gesichtsfeldes) dem Auge zusendet. Denn auch im Dunklen ist der optische Apparat des Lebenden (peripher und central) immer erregt (vitaler Tonus), und die Grösse und Form der Erregung muss demnach variieren, je nachdem man mehr oder weniger lebhafte optische Vorstellungen bildet, d. h. auch ohne äussere (vom Objekte herrührende) Impulse innerhalb des Gesichtsfeldes differenziert und die erhaltenen Bilder gleichsam auf den Hintergrund projiziert.

Der geschilderte Vorgang zeigt aufs deutlichste, wie in der untrennbaren Einheit des (normalen) Bewusstseins das Ergebnis der Erregungen der verschiedenen Sinne zur Einheit des Objektes zusammengefasst wird. Es besteht eine organische zwangsmässige Verbindung des optischen Apparates mit den auf dem Wege anderer Sinnesorgane resp. Centren erregten Bewusstseinsgebieten, oder mit anderen Worten: Durch den Mechanismus der Wahrnehmung oder durch die Erfahrung ist eine unlösliche Verbindung zwischen den verschiedenen

1) Es wäre sehr interessant, diese Versuche an intelligenten Blinden vorzunehmen, da bei ihnen das Ergebnis das gleiche sein müsste, wie beim normal Sehenden; doch hatte ich bis jetzt noch keine Gelegenheit zu solchen Beobachtungen.

Provinzen des Centralapparates, vor allem zwischen taktilen und optischen Eindrücken, gegeben, durch welche die geschilderten und ähnliche Phänomene bedingt werden. Dafür scheint auch der Umstand beweisend, dass ich selbst die Verdunklung des Gesichtsfeldes nur im allerschwächsten Masse (vielleicht sogar nur infolge der hier auch beim nüchternsten Beobachter nicht ausbleibenden Suggestion) wahrnehme, wenn ich ein Blatt Papier oder irgendeinen anderen Gegenstand vor das Auge bringe. Ich habe dann im besten Falle die Vorstellung, dass sich in Verbindung mit der Hand etwas vor meinen Augen bewegt; aber ich kann das festgehaltene Objekt der Form nach auch nicht im entferntesten optisch so differenzieren, wie meine Hand oder meinen Finger. Die Ursache dieser Verschiedenheit sehe ich darin, dass im Dunklen die rein innere optische Vorstellung eines Gegenstandes, dessen Elemente dem Bewusstsein nicht gleichzeitig in allen Teilen auch auf taktilem Wege so zugänglich sind, wie die der Hand, nicht so intensiv ausgelöst werden kann, wie bei gleichzeitiger taktiler Erregung. Erst wenn ich mit dem fremden Gegenstand gleichzeitig ein seine Bewegung anzeigendes Geräusch hervorrufe, habe ich, ähnlich wie in der Beobachtung des Herrn Gehrcke, eine Vorstellung von der Richtung oder Form des fremden Objektes.

Dass Herr Gehrcke einen hinter dem undurchsichtigen phosphoreszierenden Schirm bewegten Gegenstand deutlich sieht, ist ja nach dem Gesagten erklärlich.[1]) Bei stärkerer Erregung des optischen Apparates durch den phosphoreszierenden Schirm wird eben die optische Differenzierung, die innere Gesichtsvorstellung eines Objektes, wesentlich erleichtert, da ja, wie wir vorher auszuführen versucht haben, die Deutlichkeit des inneren Sehens von Objekten auch von dem Kontraste der Lichtwerte resp. Qualitäten des Objektes und seiner Umgebung abhängen muss. Je heller der Hintergrund oder das Gesichtsfeld ist, desto deutlicher wird die Vorstellung der veränderten Helligkeit in einem kleinen Bezirke als die Projektion der Form eines soliden Körpers, sich differenzieren.

Meiner Erfahrung nach sind auch krankhafte Halluzinationen bei Tage viel häufiger und stärker, als bei Nacht, während Illusionen natürlich wieder bei grosser Helligkeit schwerer zustande kommen, da hier die Bedingungen für die natürliche Funktion des äusseren Auges selbstverständlich viel günstiger sind.

Im Finstern können wir natürlich Objekte nicht differenzieren, aber wir haben meines Erachtens doch eine deutliche Empfindung vom Gesichtsfelde resp. von der Aktivität unseres Sehapparates, und schon bei geringer Erregung der Netzhaut durch einen Lichtschimmer oder bei blosser innerer Erregung des Gehirns glauben wir eine ganze Menge Dinge zu sehen, d. h. wir deuten, wie das ja allbekannt ist, je nach unserer Phantasie oder Suggestibilität die Erregungen, die uns durch irgendein Sinnesorgan (Gehör, Gefühl, Geruch) zum Bewusstsein gelangen und formen in der Vorstellung deutliche Objekte mit optischen Qualitäten. Wir haben, je nach der individuellen Reaktionsform der optischen Apparate, also mehr oder weniger deutliche Gesichtsvorstellungen von Objekten, die nicht oder nicht in dieser Form vorhanden sind (Halluzination und Illusion).

Von besonderem Interesse ist also noch die Frage, ob man den Vorgang als einen halluzinatorischen bezeichnen kann. Ich glaube es nicht; denn von Halluzinationen dürfen wir doch nur dort sprechen, wo allein innere Vorgänge massgebend sind, d. h. wo überhaupt kein der Vorstellung entsprechendes Objekt vorhanden ist. Ebensowenig kann man den Vorgang als eine Illusion oder Vision bezeichnen; denn es wird ja nicht ein Objekt falsch aufgefasst oder ein Sinneseindruck unrichtig gedeutet, sondern das Objekt ist, so wie es gesehen wird, realiter vorhanden; es wird, wie in dem von mir geschilderten Falle, sogar an die richtige Stelle oder, wie in der Beobachtung Gehrckes, fälschlich zwischen Beobachter und Deckung, statt hinter die Deckung projiziert. Ein Irrtum bezüglich der Existenz und Art des Objektes besteht nicht. Der Unterschied zwischen solchen Wahrnehmungen und den unter normalen Verhältnissen statthabenden ist eben nur der, dass der optische Apparat nicht direkt, sondern — in rein formaler Beziehung vollkommen richtig — von den taktilen Bahnen her indirekt, assoziativ, innerviert wird. Das Objekt tritt nur vermöge seines taktilen (Empfindungs-) Wertes als vollkommene optische Realität, um diesen Ausdruck zu brauchen, in unser Bewusstsein.

Der Irrtum beschränkt sich also nur darauf, dass wir etwas, was wir deutlich fühlen, auch zu sehen glauben, und das ist ein wichtiges psychologisches Faktum, das den Vorgang ausserhalb der Kategorie der typischen Sinnestäuschung, Halluzination, Illusion etc., stellt. Wir können den Vorgang nur als zwangsgemässe indirekte resp. assoziative Sinneserregung, als Täuschung des Urteils über die eigentliche Form der Sinneswahrnehmung bezeichnen. Der Vorgang gehört auch nicht in das Gebiet der Suggestion, sondern resultiert mit Notwendigkeit aus dem durch die psychophysische Konstitution gegebenen, d. h. durch Anlage und Erfahrung erzwungenen, Zusammenwirken der verschiedenen Apparate für die einheitliche Vorstellung. Wir sind durch die Funktion unserer Apparate genötigt, so und nicht anders vorzustellen und können die indirekten (assoziativen) Erregungen (Irradiationen resp. Projektionen) nur durch eine besondere Prüfung ausschliessen, etwa wie wir bei gleichzeitiger Wahrnehmung eines Objektes und eines Geruches immer erst besonders feststellen müssen, ob der Geruch wirklich dem Objekt anhaftet, oder aus anderer Quelle stammt, die gleichzeitig unsere Sinne affiziert.

[1]) In meiner am Schlusse erwähnten Arbeit über Urteilstäuschungen habe ich u. a. mitgeteilt, dass man eine aus farbigem Papier ausgeschnittene Figur, die in der Mitte durch einen breiten undurchsichtigen Streifen verdeckt ist, vollständig und auch in der betreffenden (etwas weniger intensiven) Färbung zu sehen glaubt, ja dass man zwangsmässig unter besonderen Umständen sogar zu den gegebenen Stücken ein nach bestimmten Prinzipien modifiziertes Mittelstück ergänzt.

Bekanntlich sind ja gerade Gerüche untrennbar mit gewissen Vorstellungen resp. Erinnerungen verbunden, und umgekehrt vergesellschaften sich Erinnerungsbilder, je nach der Individualität, fast immer mit der Empfindung des dem Objekte eigenen Geruches.

Es handelt sich auch hier um eine Täuschung über die sinnlichen Elemente des Urteils. Die Vorstellung von einem Objekte, mag sie nun durch einen äusseren Sinneseindruck oder nur auf innerem Wege, durch den Willen, hervorgerufen werden, umfasst eben stets die Totalität des Objektes, die Summe seiner Qualitäten, weil die verschiedenen — durch die Art der Sinnesempfindung bedingten — Qualitäten der Wahrnehmung, durch die ein Objekt charakterisiert ist, durch die grundlegende Synthese im Bewusstsein — die Vorstellung — untrennbar miteinander verbunden sind, und weil diese psychologische Identifizierung durch die Erfahrung immer mehr gefestigt wird.

Ich habe in einer Arbeit über Urteilstäuschungen[1]) diese Verhältnisse mit besonderen Versuchsanordnungen genau untersucht und den Grund dieser zwangsmässigen Schlussfolgerungen, die gerade, wenn und weil die Sinne normal fungieren, zur Täuschung über die Natur von Objekten oder Vorgängen führen, klarzulegen versucht. Gerade weil unsere Sinne — der Teleologe würde sagen, im Interesse der Einheit der Vorstellung und Handlung — synergisch fungieren, weil die Einheit des Bewusstseins und Willens ihren Ausdruck in der vollkommenen Verschmelzung (Synthese und Assoziation) der von einem sogenannten Objekte auf differenten Bahnen zum Centrum gelangenden Impulse[2]) bewirkt, müssen notwendigerweise Täuschungen relativ häufig sein; denn sie sind die naturgemässe Folge der unbewusst erfolgenden gleichen Bewertung der nur assoziativ, also indirekt erfolgenden Erregungen, die natürlich nicht gleichen objektiven Wert, wie die direkten, beanspruchen können. Mit anderen Worten: Da das Bewusstsein mit starrer Konsequenz und der Logik, die der mathematischen Folgerung eigen ist, die durch die gegebenen Elemente der Empfindung oder Wahrnehmung angedeutete Richtung bis zur Möglichkeit der einheitlichen Synthese (der komplexen Vorstellung) verfolgt, so kommen wir zu Irrtümern, wenn wir nicht wieder durch bewusste, zweckgemässe Empirie, d. h. durch — isolierte — Prüfung vermittels jedes der beteiligten Sinne die wahren Bedingungen des Geschehens direkt analysieren. (Vergl. meine erwähnte Arbeit).

Daher kann in der Wissenschaft — so trivial es klingt — ebensowenig das rein subjektive Ergebnis massgebend sein, wie das nicht genügend variierte objektive, das Experiment. Im strengsten Sinne ist nur der Vorgang wissenschaftlich festgestellt, dessen Qualitäten durch zweckbewusste Übertragung auf konstante und vor allem durch den Gesichtssinn zu verifizierende Masswerte über allen Zweifel hinaus objektiv fixierbar sind. Sonst ist auch beim objektivsten Beobachter die Suggestion und Urteilstäuschung nicht ausgeschlossen. Gerade die Angaben über die N-Strahlen und verwandte Vorgänge (Odwirkung, spiritistische Phänomene, Gedankenübertragung etc.) bedürfen der objektiven Bestätigung durch die photographische Fixierung oder andere Formen exakter Bestimmung. Und weil die Beobachter dieser Forderung nicht Rechnung tragen oder tragen können, haben sich die Mitteilungen über alle diese Probleme bisher immer nur als Objekte für die psychologische, aber nicht für die physikalische Forschung erwiesen.

(Eingegangen 8. Februar 1905.)

1) O. Rosenbach, Zur Lehre von den Urteilstäuschungen. Zeitschrift f. Psycholog. u. Physiolog. der Sinnesorgane, 1902, Bd. 29.

2) Sie sind die empirische Grundlage für die Vorstellung der Eigenschaft.

Über die Doppelbrechung von Natriumdampf im magnetischen Felde.[1])

Von J. Geest.

1. Die Voigtsche Theorie der magnetooptischen Erscheinungen lässt bei im Magnetfelde befindlichen isotropen Körpern, in der Richtung normal zu den Kraftlinien, eine Doppelbrechung erwarten, deren Existenz in glühendem Natriumdampf von Voigt und Wiechert experimentell nachgewiesen ist.[2]) Beobachtungen anderer Physiker[3]) bestätigten dieses Resultat. Indem nun die Erscheinungen, welche stattfinden, wenn Licht parallel mit den Kraftlinien eine Natriumflamme durchsetzt, durch die obengenannte Theorie fast alle erklärt werden konnten[4]), schien es mir interessant, auch den Fall der Doppelbrechung näher zu untersuchen; von Voigt wurden ja nur sehr dichte Dämpfe der Beobachtung unterworfen. Indem ich die Untersuchung auf sehr verdünnte Dämpfe erweiterte, gelang es mir, die Erscheinungen in der Nähe der Komponenten der D-Linien zu fixieren und zwar unter solchen

1) Auszug aus der Amsterdamer Dissertation.

2) W. Voigt, Gött. Nachr. 1898, S. 355; Wied. Ann. **67**, 345, 1899.

3) H. Becquerel, Comptes Rendus **128**, 145, 1899; H. Cotton, ibid. S. 294.

4) Macaluso und Corbino, Comptes Rendus **127**, 548, 1898; W. Voigt, Ann. d. Phys. **6**, 784, 1901; P. Zeeman, Proc. Kon. Ac. Amsterdam Mai 1902; cf. J. J. Hallo, Dissertatie Amsterdam 1902; W. Voigt, Gött. Nachr. Heft 5, 1902.

Umständen, wobei die Linie D_1 in ein Quadruplet und D_2 in ein Sextuplet zerfällt.

2. Zu dieser Untersuchung wurde ich von Prof. Zeeman angeregt. Die Versuchsanordnung schloss sich einer schon früher im hiesigen Laboratorium angewandten an.[1]) Licht, das mit Hilfe eines Nicols im Azimut 45° gegen die Kraftlinien linear polarisiert war, durchsetzt nacheinander einen Babinetschen Kompensator mit horizontal liegenden Schneiden (die Keile waren unverschiebbar festgekittet), die Natriumflamme und ein zweites Nicolprisma mit auf der des ersteren senkrechter Hauptrichtung und fiel sodann auf den Spalt des Spektralapparates, wo ein Bild des Kompensators projiziert wurde.

Dieses war ein Rowlandsches Gitter mit 6,5 m Krümmungsradius; die aktive Oberfläche hatte eine Breite von etwa 14 cm mit 10000 Strichen pro Zoll. Der Spalt befand sich in der Brennebene eines Hohlspiegels, welcher die Lichtstrahlen in einem parallelen Bündel nach dem Gitter reflektierte. Das schliesslich erhaltene Spektralbild war also stigmatisch[2]), wie es die Untersuchung eben forderte. Die Beobachtungen wurden im Spektrum der 2. Ordnung angestellt und in vielen Fällen photographisch fixiert. Es war nicht möglich, die verschiedenen Details alle auf eine und dieselbe Photographie zu vereinigen; Okularwahrnehmungen mussten diese Lücke ausfüllen.

Durch Einführung eines Glasstabes in die Flamme (eine Gassauerstoffflamme) kann man leicht die Quantität des Natriums beliebig klein machen. Zum Einbringen grösserer Quantitäten ist ein Streifen mit Kochsalz getränktem Asbestpapier besser geeignet. Die in diesen Fällen erhaltene Flamme hat eine wenigstens für die Dauer einer Aufnahme hinreichende Stabilität.

Bei Abwesenheit eines Magnetfeldes wird das Gesichtsfeld von einer Anzahl nahezu horizontaler dunkler Interferenzstreifen durchzogen. Wenn aber bei Erregung des Elektromagneten die Flamme doppelbrechend wird, werden diese Streifen deformiert. Die vertikalen Verschiebungen der verschiedenen Teile sind der in der Flamme erhaltenen Phasendifferenz direkt proportional und bilden also ein Mass für die Doppelbrechung. Diese Beobachtungsmethode liefert uns also im Gesichtsfelde ein direktes Bild von der Grösse der Doppelbrechung in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge. In gewisser Hinsicht war es vorteilhaft, einen empfindlichen Kompensator zu benutzen; ein solcher mit einem brechenden Winkel von 10′ ergab aber zu grobe Interferenzstreifen und ein zu lichtschwaches Feld, und wurde daher nur in einzelnen Fällen angewendet. Fast immer benutzte ich einen Kompensator mit einem Winkel von 50′.[1]) Die Anzahl der mit diesem erhaltenen, nunmehr schärferen Interferenzstreifen war drei. Zur richtigen Deutung der Beobachtungen muss dann beachtet werden, dass die Beobachtung das Resultat ist von den Deformationen dieser drei Streifen.

3. Bevor ich zu der Beschreibung der Experimente übergehe, möchte ich erst die Resultate der Voigtschen Theorie mitteilen. Voigt selber hat schon die Formel für die Phasendifferenz Δ als Funktion der Wellenlänge in dem einfachsten Falle magnetischer Zerlegung (Triplet) abgeleitet.[2]) Zur Erklärung der komplizierteren Erscheinungen beim Quadruplet und Sextuplet musste die Theorie weiter ausgearbeitet werden. Ich habe dies in einer von Voigt schon bei andrer Gelegenheit[3]) angegebenen Weise durchgeführt. Man gelangt dann zu der Formel[4])

$$\Delta = \frac{\omega_0 \varepsilon l}{v^2} \delta \left| \frac{4\delta^2 - d'^2 \vartheta^{0\,2}}{(4\delta^2 - d'^2 \vartheta^{0\,2}) - {}^2 4 c^2 R^2 \delta^2} - \frac{1}{4\delta^2 - d^2 \vartheta^{0\,2}} \right|.$$

In dieser Formel bezeichnet v die Lichtgeschwindigkeit im freien Äther, R die Feldstärke und l den in der Flamme durchlaufenen Lichtweg, während ε, d, d' und ε für das Medium charakteristische Konstanten sind. Endlich ist $2\pi\vartheta_0 = \tau_0$ die Periode der betrachteten Eigenschwingung und $\delta = \partial\vartheta$. Die Formel für das Quadruplet ergiebt sich hieraus, indem man $d' = 0$ setzt, während für das Triplet ausserdem $d = 0$ zu setzen ist. Die Figuren 1, 2 und 3 lassen den Verlauf von Δ mit wechselndem δ für jeden dieser drei Fälle erkennen.

4. Aus der Theorie ergiebt sich, dass die senkrecht zum Feld schwingende Komponente gegen die parallele an der nach Rot hin liegenden Seite des Spektrums verzögert wird, dagegen beschleunigt an der nach Violett hin liegenden Seite; weiter dass die Doppelbrechung schon in kurzer Entfernung der Absorptionsstreifen bis Null herabgesunken ist. Dies hat zur Folge, dass die Interferenzstreifen zur einen Seite steil aufwärts, zur anderen Seite ebenso steil abwärts gerichtet erscheinen. An welcher Seite die Verschiebung nach oben stattfindet, ist von der Lage der Keile abhängig; wir setzen voraus, dass diese so aufgestellt sind, dass die Streifen an der

1) P. Zeeman u. J. Geest, Proc. Kon. Ac. Amsterdam, Mai 1903.

2) Kayser, Handbuch I, S. 482; cf. Zeeman, Arch. Neérl. (2) V, S. 237.

1) Einige Beobachtungen wurden noch angestellt mit einem Kompensator von 30′ brechendem Winkel.

2) Voigt, Wied. Ann. 67.

3) Voigt, Wied. Ann. 68, 309, 1899.

4) Näheres findet man in meiner Dissertation: „De magnetische dubbelbreking van Natriumdamp enz", Amsterdam 1904.

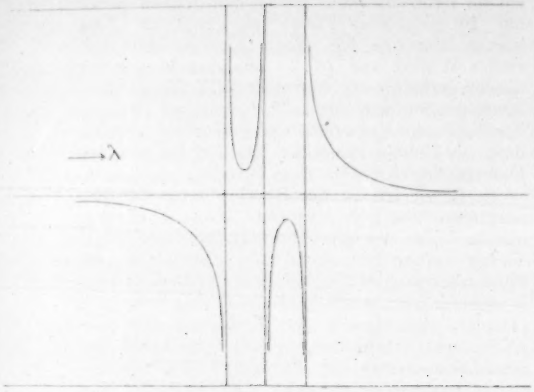


Fig. 1.

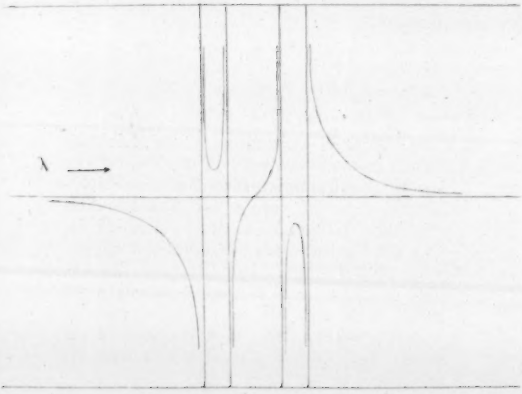


Fig. 2.

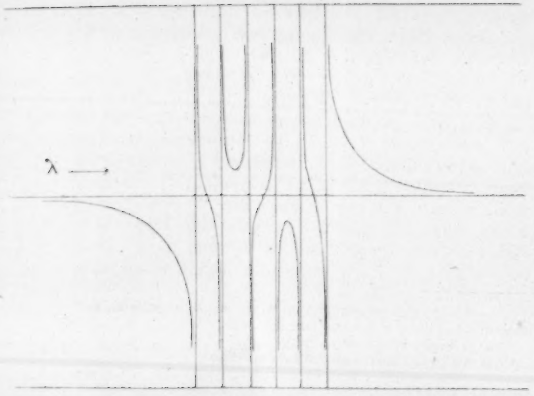


Fig. 3.

Seite der grösseren Wellenlängen (rechts) in die Höhe gehen; nach dieser Voraussetzung sind die Figuren konstruiert. Der Bequemlichkeit der Beschreibung wegen werden wir nötigenfalls die Streifen unterscheiden durch die Buchstaben *a*, *b*, *c* (und zwar soll *a* für den oberen Streifen gelten) und die Komponenten, oder vielmehr die von ihnen im Spektrum definierten Stellen, durch die Zahlen 1—6.

a) Quadruplet.[1]) Betrachten wir zuerst die Natriumlinie D_1, welche in vier Komponenten zerlegt wird. Meistens wird bei Benutzung der elektrischen Lampe auch noch die umgekehrte Linie des Bogenlichtes gesehen; diese, in der Folge als „Mittellinie" angedeutete Linie, ist in den Figuren immer mitgezeichnet. Denken wir uns das Feld erregt und von unveränderlicher Stärke, während die Quantität des Natriums allmählich gesteigert wird. Solange diese Menge sehr gering ist, ist im Innern deutlich eine Struktur erkenntlich, welche wir folgendermassen umschreiben können, insoweit es den Teil zwischen zwei Interferenzstreifen z. B. *a* und *b* betrifft (Fig. 4).

Fig. 4.

Die links an die beiden Natriumlinien grenzenden Teile senken sich schnell herab, während die rechts liegenden Teile ebenso schnell aufwärts steigen. Weiter sehen wir, zwischen *a* und *b*, zwei nach rechts neigende schiefe Linien, unten konvex nach links, während die linke sich oben an die Mittellinie anschmiegt und die rechte unten dasselbe thut; beide sind an diesen Stellen zugleich etwas dicker. Auch an den entgegengesetzten Enden sind sie etwas verbreitert und hängen dort mit den Komponenten 1 und 4 zusammen und dadurch mit den äusseren Teilen der Interferenzfransen.

Während nun bei geringen Dampfdichten diese schiefen Linien sich über die ganze Breite zwischen *a* und *b* ausdehnen, verkürzen sie sich

1) cf. P. Zeeman u. J. Geest, l. c.

bei steigender Dampfdichte und zwar zieht sich die linke nach oben, die rechte nach unten zusammen, während die Verdickungen dieser Bewegung folgen. Der Zusammenhang zwischen den einzelnen Teilen ändert sich dabei nicht. Beschränken wir uns vorläufig auf diese Phase der Erscheinung und nehmen wir jetzt die Theorie zu Hilfe. Es ergiebt sich dann, dass die verschiedenen Teile in anderer Weise zusammengehören.

Die theoretische Kurve von Fig. 2 bezieht sich auf nur einen Interferenzstreifen, z. B. den Streifen b; daraus leitet man unschwer die Fig. 5

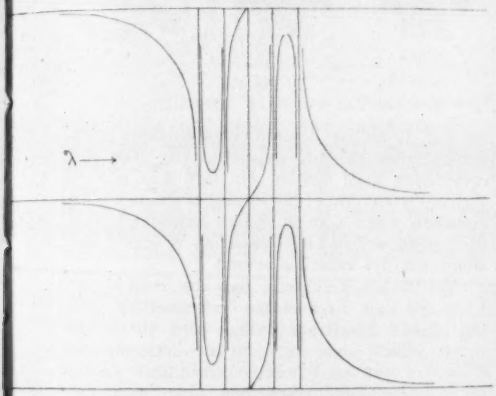


Fig. 5.

für die komplizierte Erscheinung ab. Es zeigt sich, dass die linke schiefe Linie (Fig. 4) zwischen b und c und die rechte zwischen a und b die Teile der schlangenförmigen Linie zwischen 2 und 3 sind und deshalb ein Teil des deformierten Streifens b; da, wo dieser am wenigsten deformiert ist, ist er natürlich auch am breitesten, das ist in der Mitte. Die Verdickungen an den Enden entsprechen offenbar den U-förmigen Teilen („Schleifen") der Fig. 5, wobei die Schleife zwischen 1 und 2 dem Streifen b angehört und die zwischen 3 und 4 dem Streifen a. Es muss ihrer geringen Entfernung wegen nicht befremdlich erscheinen, dass die zwei Äste, welche sich den Komponenten asymptotisch nähern, nicht getrennt sind, sondern mit diesen zusammengeflossen erscheinen. Die aus den Beobachtungen konstruierte Fig. 6 mag die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment näher veranschaulichen. Die Schleifen entsprechen den Maxima und Minima der Doppelbrechung; bei gesteigerter Dampfdichte entfernen sie sich von dem zugehörigen Interferenzstreifen.[1]) Dieses erklärt den modifizierten Verlauf in Fig. 7 dargestellt.

Bei noch dichteren Dämpfen ist die schlangenförmige Linie völlig verschwunden, während von den Schleifen selbstverständlich nichts mehr zu sehen ist, weil die jetzt verbreiterten Komponenten nicht mehr getrennt sind. Wir erblicken jetzt nichts anderes als die einerseits aufwärts, andererseits nach unten gekrümmten Streifen (und jetzt stärker gekrümmt der grösseren Dampfdichte wegen) und zwei breite Absorptionsstreifen zu beiden Seiten der Mittellinie (Fig. 8). Das Verschwinden der schlangenförmigen Linie möchte ich folgendermassen erklären; aus der Theorie ergiebt sich, dass die Neigung dieser Linie grösser wird mit zunehmender Dichte; mit anderen Worten, dass die vertikalen Verschiebungen nach oben und nach unten, welche die Teile des Interferenzstreifens im

Fig. 6.

Fig. 7.

Fig. 8.

betrachteten Gebiet erfahren, schnell von Null bis zu einem sehr grossen Werte wachsen, und dies hat eine verminderte Deutlichkeit zur Folge.

Als etwas Auffallendes teile ich noch mit, dass in einigen Fällen bei sehr dichten Dämpfen, wo von innerem Bau nicht mehr die Rede ist (wir sehen also einen einzigen breiten Absorptionsstreifen; die Erscheinung ausserhalb des Streifens verliert ihren Charakter nicht), im Innern des Streifens der horizontale Interferenzstreifen wieder auftritt, welcher jetzt sehr breit ist und links ab- und rechts aufwärts läuft. Ich hatte leider keine Gelegenheit, diese Erscheinung näher zu untersuchen.

1) Wir folgern dieses Resultat aus der Formel S. 167, wo Δ und deshalb auch ihre Abgeleiteten und Δ max. proportional mit ε (der für die Absorption charakteristischen Konstante) verändern.

Schliesslich möchte ich noch bemerken, dass namentlich bei Benutzung des empfindlichen Kompensators und in einem starken Magnetfelde eine deutliche Asymmetrie zu beobachten ist und zwar eine solche, wobei die Doppelbrechung an der nach Rot hin liegenden Seite des Spektrums am grössten ist. Ohne Zweifel entspricht dies einer Asymmetrie der Dispersionskurve. Auch Beobachtungen der magnetischen Drehung der Polarisationsebene ergaben ein ähnliches Resultat.

b) Sextuplet. Die Beobachtungen am Sextuplet bieten wegen des ausserordentlich kurzen Abstandes der Komponenten natürlich grosse Schwierigkeiten. Es ist ja schon schwer, das Sextuplet an sich deutlich getrennt wahrzunehmen, um so mehr also die Erscheinungen, welche zwischen den Komponenten sich abspielen. Es gelang mir denn auch nicht, in diesem Falle gute Photogramme anzufertigen.

Bei geringer Dampfdichte und starkem Felde sehen wir in der Linie D_2 unter den günstigsten Umständen folgendes, sich auf den Teil zwischen a und b Beziehendes. (Fig. 9.) Links

Fig. 9.

wiederum abwärts rechts aufwärts laufende Interferenzstreifen, in der Mitte die umgekehrte *Na*-Linie; ausser zwei schiefen Linien, ähnlich denen beim Quadruplet, sehen wir noch zwei andere schiefe Linien, die eine links von der ersteren, die andere rechts von der zweiten des erstgenannten Linienpaares. Diese Linien sind nach der anderen Seite geneigt und sind unten schwach nach rechts gekrümmt. Die linke hängt oben mit der Komponente 1 zusammen, die rechte unten mit 6. An den entgegengesetzten Enden bilden sie wiederum Verdickungen und hängen dort mit den erstgenannten Linien zusammen.

Auch hier gelangt man zu einer richtigen Deutung der Ergebnisse, falls wir, wie beim Quadruplet, den Zusammenhang suchen zwischen den beobachteten Formen und der theoretischen Kurve, welche in Fig. 10 dargestellt und aus

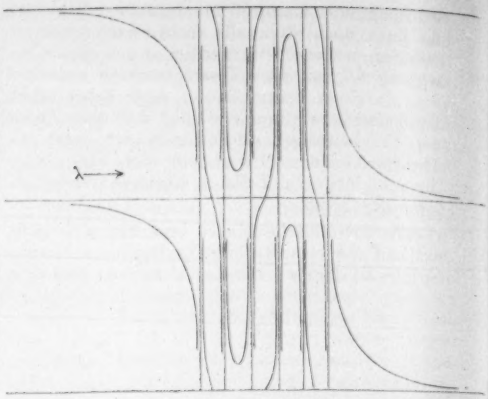


Fig. 10.

der Fig. 3, welche sich auf einen einzigen Interferenzstreifen bezieht, abgeleitet ist. Die verschiedenen Teile finden wir fast alle in dem Beobachteten zurück; die schlangenförmige Linie zwischen 3 und 4 ist im ganzen anwesend, d. h. die zweite schiefe Linie zwischen b und c vereinigt mit der zwischen a und b.

Weiter ist es evident, dass die linke schiefe Linie mit dem nach unten gekrümmten Teile des oberen Interferenzstreifens und ebenso die rechte schiefe Linie mit dem aufwärtsgehenden Teile des unteren Streifens kombiniert werden muss (diese Teile erscheinen also nicht getrennt). Die Verdickungen entsprechen wiederum den *U*-förmigen Teilen (Maxima und Minima der Doppelbrechung) und zwar gehört diejenige zwischen 2 und 3 zum Streifen b, und diejenige zwischen 4 und 5 zum Streifen a. In solcher Vollkommenheit wurde die Erscheinung jedoch nur in vereinzelten Fällen beobachtet.

Fig. 11 entspricht einem schon etwas fortgeschrittenen Stadium. Die schlangenförmigen Linien zwischen 1 und 2 und 5 und 6 sind dabei noch im ganzen zu sehen. Die Schleifen sind schon etwas verschoben (wie beim Quadruplet haben sie sich entfernt von dem zugehörigen Interferenzstreifen). Der Teil zwischen den mittleren Komponenten ist nunmehr verschwunden; statt dessen sehen wir in der Mitte eine breite dunkle Linie, welcher sich jetzt die *U*-förmigen Linien anschliessen. Auch in diesem Falle dürfen wir das Beobachtete als mit der Theorie im Einklang betrachten.

c) Triplet. Die sonst bei D_2 beobachteten Erscheinungen lassen sich am besten interpretieren, falls man sie als zu einem Triplet angehörend auffasst. Viele Beobachtungen können nämlich beschrieben werden wie folgt: ausser der als Mittellinie bezeichneten Absorp-

Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 13.

tionslinie sieht man, zu beiden Seiten derselben, links unten und rechts oben, wiederum Verdickungen, wie beim Quadruplet; bei geringer Dampfdichte (Fig. 12) liegen sie in unmittelbarer Nähe der Interferenzstreifen; bei grösseren Dichten (Fig. 13) liegen sie mehr der Mitte zwischen den respektiven Streifen zu. Eine Vergleichung mit Fig. 14, welche schematisch

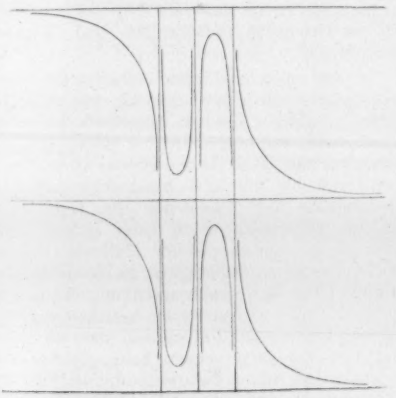


Fig. 14.

den Verlauf für den Triplet darstellt, lehrt, dass die Verdickungen nichts anderes sind als die Schleifen zwischen 1 und 2 und 2 und 3 und diese verschieben sich mit steigender Dichte in der angegebenen Weise.

Auf den letzteren Fall bezieht sich Fig. 11; die Erscheinung bietet sich unseren Blicken als eine von schiefen Brücken unter einem scharfen Winkel geschnittene Mittellinie dar. Die Brücken sind dann die zusammenhängenden Teile der Schleifen. Auch bei der Linie D_2 ist der Übergang zum strukturlosen Stadium wie beim Quadruplet eine Figur wie Fig. 8, d. h. drei Absorptionsstreifen, in unter sich gleichen Abständen, mit den links und rechts sich anschliessenden Interferenzstreifen. Das strukturlose Stadium wird hier eher erreicht als bei D_1 eine Verschiedenheit im Verhalten der beiden Natriumlinien, wie sie auch in anderen Fällen wahrgenommen worden ist.

5. Zur Ausmessung wurden von den erhaltenen Negativen 5 bis 7 fache Vergrösserungen angefertigt; die Messungen wurden auf denselben in der schon von Hallo [1]) beschriebenen Weise angestellt. Da aber die Interferenzstreifen auf meinen Photogrammen zur Einstellung nicht scharf genug waren, benutzte ich eine so genau wie möglich die Form des Streifens wiedergebende, in diesem gezogene Tintenlinie. Die Absicht war, die Richtigkeit der Formel $\Delta\delta^3 = \text{const.}$, bei unveränderlicher Feldstärke zu prüfen, welche Formel, für Werte von δ, welche gross gegen cR sind, aus der schon mitgeteilten abzuleiten ist. Das Resultat war, dass man mit der Formel $\Delta\delta = \text{const.}$ $x = 2{,}5$ die grösste Annäherung an die Beobachtungswerte erzielt. Es wäre gewiss wünschenswert, diese Messungen unter günstigeren Umständen zu wiederholen; es wäre sehr gut möglich, dass ein Teil der jetzt ziemlich grossen Abweichungen zwischen dem theoretischen Gesetz $\Delta\delta^3 = \text{const.}$ und den beobachteten Werten hinfällig würde.

Dies verhindert nicht, dass wir die gefundenen Werte zur Berechnung einiger für die magneto-optische Theorie wichtigen Konstanten benutzen können. Ich werde zu diesem Zwecke die Zahlenreihe für eins der Photogramme mitteilen. Hierbei ist zu beachten, dass Δ und δ in willkürlichen Einheiten ausgedrückt sind, und zwar entspricht $\delta = 150$ dem Abstande der D-Linien, also 6 A. E. und $\Delta = 90$ dem Abstande zweier benachbarter Interferenzstreifen, also einer Phasendifferenz 2π.

$\lambda < D_2$			$\lambda > D_2$			$\lambda < D_1$			$\lambda > D_1$		
δ	Δ	$\Delta\delta^3$	δ	Δ	$\Delta\delta^3$	δ	Δ	$\Delta\delta^3$	δ	Δ	$\Delta\delta^3$
25	55	859375	25			25	38	593750	25	50	781250
30	35	945000	30	60	1620000	30	26	702000	30	35	945000
35	25	1071875	35	45	1929375	35	18	771750	35	20	857500
40	16	1024000	40	30	1920000	40	13	832000	40	14	896000
45	14	1275750	45	20	1822500	45	10	911259	45	10	911250
50	7	875000	50	12	1500000	50	8	1000000	50	6	750000
55	6	998250	55	4	665500	55					
60	5	1080000	60	2	432000	60	5	1080000			

Die Feldstärke war in diesem Falle 21500 C. G. S.-Einheiten; für die in den gewählten Einheiten ausgedrückte Breite der D_1-Linie finde

1) J. J. Hallo, diese Zeitschr. 4, 545, 1903.

ich notiert: 40, es ist also die Breite $\frac{40}{150} \cdot 6$ A. E. = 1,6 A. E. setzen wir 1,5 A. E., da die Breite ausserhalb des Feldes etwas kleiner sein würde. Weil

$$\delta = \partial\vartheta = \frac{\partial\tau}{2\pi v} = \frac{\partial\lambda}{2\pi v}$$

ist der entsprechende Wert von δ

$$\delta_a = \frac{1{,}5 \cdot 10^{-8}}{2\pi v} = 8 \cdot 10^{-20}.$$

Nehmen wir

$$\delta_a = 6a$$

dann folgt

$$a = 1{,}3 \cdot 10^{-20}.$$

Weiter ist der Abstand der äusseren Komponenten bei der betrachteten Feldstärke gleich 0,8 A. E. zu setzen, der entsprechende Wert von δ ist also

$$\delta_m = \frac{0{,}8 \cdot 10^{-8}}{2\pi v} = 4{,}3 \cdot 10^{-20} = cR,$$

woraus für c sich ergiebt

$$c = 0{,}2 \cdot 10^{-23}.$$

Für Werte von δ, welche gegen cR gross sind, geht die Formel S. 167 über in

$$A = \frac{\omega_0 \varepsilon l}{16 v^2} (cR^2 - d^2\vartheta_0^2) \frac{1}{\delta^3}.$$

Setzen wir $\omega_0 = v$ und $d\vartheta_0 = {}^1/_2\, cR$, dann können wir einfach schreiben

$$A = \frac{3}{64} \frac{\varepsilon l (cR)^2}{v\ \delta^3}.$$

Substituiert man in dieser Formel ein paar zugehörige Werte von A und δ (z. B. $\delta = 35$, $A = 20$), dann ergiebt sich daraus

$$\varepsilon = 0{,}2 \cdot 10^{-6}.$$

Zum Schlusse will ich noch bemerken, dass man durch Vergleichung der Theorie von Voigt mit der von Lorentz[1]) noch einige Grössen berechnen kann, welche für letztere Theorie von Bedeutung sind. Von denselben nenne ich nur die Grösse g, welche die Dämpfung der Ionenschwingungen bestimmt und deren Wert man findet aus

$$g = m n_0^2 a = \frac{ae}{c}.$$

Falls man $e = 3{,}0 \cdot 10^{-10}$ setzt, findet man

$$g = 6{,}4 \cdot 10^{-17}.^2)$$

1) H. A. Lorentz, Rapports, Congrès de Physique, Paris 1900. T. I II, p. 1.

2) Die von M. Planck (Sitzungsber. Kgl. Preuss. Akademie 1902, S. 470) eingeführte Grösse g ist gleich $\frac{\varepsilon}{3}$ und deshalb im vorliegenden Falle $0{,}7 \cdot 10^{-7}$.

Amsterdam, Februar 1905.

(Eingegangen 12. Februar 1905.)

Über die Dispersion der optischen Symmetrieachse im durchsichtigen inaktiven monoklinischen Krystall.

Von S. Nakamura.

In einem Krystall des monoklinischen Systems ist für jede Lichtart die krystallographische b-Achse eine optische Symmetrieachse. Aber die beiden anderen in der Ebene 010 gelegenen optischen Symmetrieachsen ändern ihre Richtung mit der Farbe. Es zeigt sich also in diesem Krystall eine Dispersion der optischen Symmetrieachse. Es giebt bis jetzt über diesen Gegenstand nur wenige experimentelle Arbeiten und fast keine theoretische Untersuchung. Victor v. Lang[1]) hat in seiner Arbeit über Gips erst gefunden, dass in diesem Krystall die Dispersion eine anormale ist; nämlich der Winkel zwischen der krystallographischen c-Achse und der optischen x_3-Achse am grössten ist für eine Lichtart, deren Wellenlänge etwas grösser als die des *Na*-Lichtes ist. H. Dufet[2]) hat auch diese Thatsache konstatiert, und ferner[3]) sehr merkwürdige Fälle von Anomalität in Sulfaten von Neodym, Praseodym und Samarium gefunden. Die Dispersion ist gewöhnlich ziemlich klein. Sogar in den Substanzen[4])[5]), welche unter den bis jetzt untersuchten Stoffen am stärksten Dispersion zeigen, ist die Dispersion zwischen *Li*- und *Tl*-Licht nur etwa 5^0.

In den oben erwähnten Arbeiten hat man immer eine Platte genommen, die beinah senkrecht zu einer optischen Mittellinie für eine Farbe steht, und beobachtet mit einem Achsenwinkelapparat. Auf Anregung des Herrn Prof. Liebisch bin ich jetzt beschäftigt mit der Bestimmung der Dispersion im Gips und anderen Substanzen, nach einer anderen und zwar nach stauroskopischer Methode, welche noch gesteigerte Genauigkeit zu erreichen gestattet. Über die Versuchsanordnung und das genauere Resultat wird späterhin berichtet werden. Es mag hier nur erwähnt werden, dass ich einen Polarisationsapparat benutzt habe, welcher mit einem Lippichschen Polarisator mit drei Feldern versehen ist, und dessen Krystallträger einen in Bogenminuten geteilten Kreis hat. Im Falle von Gips ist die Platte ein Spaltungsstück nach 010. Ich möchte hier nur die Dispersionsformel ableiten nach der Elektronentheorie.

Wir wollen erst annehmen, dass im Krystall verschiedene Elektronengattungen vorhanden sind, und wir schreiben, unter der

1) Victor v. Lang, Sitzungsber. Wien. Akad. (2) **76**, 1877.

2) H. Dufet, Bull. soc. franç. de min. **10**, 1887.

3) H. Dufet, Bull. soc. franç. de min. **24**, 1901.

4) H. Dufet, Bull. soc. franç. de min. **25**, 1902.

5) P. Beyer, Zeitschr. f. Kryst. **18**, S. 297.

Annahme, dass der Krystall durchsichtig ist,

$$m_k \frac{\partial^2 \xi_k}{\partial t^2} = -f_{11}\xi_k - f_{12}\eta_k - f_{13}\zeta_k + g_{11}X + g_{12}Y + g_{13}Z \quad (1)$$

wobei ξ_k, η_k, ζ_k die Verschiebungskomponenten eines Elektrons von der Gattung k aus seiner Gleichgewichtslage, m_k seine Masse, und X, Y, Z die Komponenten des elektrischen Feldes sind, und ferner $f's$ und $g's$ numerische Konstanten sind, welche für verschiedene Elektronengattungen verschieden sind. Wenn nun e_k die Ladung des Elektrons ist, und wenn in Raumeinheit N_k Elektronen vorhanden sind, so werden die Komponenten $\mathfrak{X}_k$, $\mathfrak{Y}_k$, $\mathfrak{Z}_k$ der elektrischen Polarisationen der einzelnen Elektronengattungen gegeben durch

$$X_k = 4\pi N_k e_k \xi_k \quad (2)$$

Es ergiebt sich sofort aus den Gleichungen (1)

$$m_k \frac{\partial^2 \mathfrak{X}_k}{\partial t^2} = -f_{11}\mathfrak{X}_k - f_{12}\mathfrak{Y}_k - f_{13}\mathfrak{Z}_k + g'_{11}X + g'_{12}Y + g'_{13}Z$$

$$g'_{mn} = 4\pi N_k e_k g_{mn}.$$

Löst man diese Gleichungen nach X, Y, Z auf, und schreibt dies

$$X = a_{11}\mathfrak{X}_k + a_{12}\mathfrak{Y}_k + a_{13}\mathfrak{Z}_k + b_{11}\frac{\partial^2 \mathfrak{X}_k}{\partial t^2} + b_{12}\frac{\partial^2 \mathfrak{Y}_k}{\partial t^2} + b_{13}\frac{\partial^2 \mathfrak{Z}_k}{\partial t^2} \quad (3)$$

Durch energetische Betrachtungen kann man hier die Beziehungen, die wir annehmen wollen, dass nämlich:

$$a_{mn} = a_{nm}, \qquad b_{mn} = b_{nm}$$

ist, plausibel machen.[1])

Nun sind $\mathfrak{X}_k$, $\mathfrak{Y}_k$, $\mathfrak{Z}_k$ Funktionen von der Periode $\tau = 2\pi\Theta$, d. h. sie sind von der Gestalt $e^{\frac{2\pi i t}{\tau}} F(x, y, z)$; und daher

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{X}_k}{\partial t} = -\frac{1}{\Theta^2}\mathfrak{X}_k.$$

Wir wollen jetzt unsere Koordinatenachse so wählen, dass die y-Achse mit der krystallographischen b-Achse zusammenfällt. Dann ist offenbar

$$a_{12} = a_{23} = b_{12} = b_{23} = 0$$

und die Gleichungen (3) lassen sich einfach schreiben

$$X = \left(a_{11} - \frac{b_{11}}{\Theta^2}\right)\mathfrak{X}_k + \left(a_{13} - \frac{b_{13}}{\Theta^2}\right)\mathfrak{Z}_k$$

$$Y = \left(a_{22} - \frac{b_{22}}{\Theta^2}\right)\mathfrak{Y}_k$$

$$Z = \left(a_{13} - \frac{b_{13}}{\Theta^2}\right)\mathfrak{X}_k + \left(a_{33} - \frac{b_{33}}{\Theta^2}\right)\mathfrak{Z}_k,$$

daraus folgt

$$\mathfrak{X}_k = \varkappa_{11}X + \varkappa_{13}Z$$
$$\mathfrak{Y}_k = \varkappa_{22}Y \quad (4)$$
$$\mathfrak{Z}_k = \varkappa_{13}X + \varkappa_{33}Z,$$

wobei

$$\varkappa_{11} = +\frac{a_{33} - \frac{b_{33}}{\Theta^2}}{\Delta}$$

$$\varkappa_{13} = -\frac{a_{13} - \frac{b_{13}}{\Theta^2}}{\Delta}$$

$$\varkappa_{33} = +\frac{a_{11} - \frac{b_{11}}{\Theta^2}}{\Delta} \quad (5)$$

$$\Delta = \left(a_{11} - \frac{b_{11}}{\Theta^2}\right)\left(a_{33} - \frac{b_{33}}{\Theta^2}\right) - \left(a_{13} - \frac{b_{13}}{\Theta^2}\right)^2$$

$$\varkappa_{22} = \frac{1}{a_{22} - \frac{b_{22}}{\Theta^2}}.$$

Alle $\varkappa$ sind der Substanzen individuelle Parameter, die von der Orientierung der Koordinatenachsen, und auch von der Farbe abhängig sind.

Die Komponenten $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$ der elektrischen Gesamtpolarisationen K sind

$$\mathfrak{X} = X + \Sigma\mathfrak{X}_k = (1 + \Sigma\varkappa_{11})X + \Sigma\varkappa_{13}Z$$
$$\mathfrak{Y} = Y + \Sigma\mathfrak{Y}_k = (1 + \Sigma\varkappa_{22})Y \quad (6)$$
$$\mathfrak{Z} = Z + \Sigma\mathfrak{Z}_k = \Sigma\varkappa_{13}X + (1 + \Sigma\varkappa_{33})Z.$$

Die Maxwell-Hertzschen Grundgleichungen lauten folgendermassen

$$\frac{\partial \mathfrak{X}}{\partial t} = v\left(\frac{\partial C}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial z}\right), \qquad \frac{\partial A}{\partial t} = v\left(\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}\right) \quad (7)$$

dabei sind A, B, C die Komponenten der magnetischen Kraft R, und v ist die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum.

Handelt es sich darum, die Dispersion der optischen Symmetrieachsen zu bestimmen, so genügt es, eine Lichtwelle in Betracht zu ziehen, welche sich parallel zur y-Achse mit der Geschwindigkeit ω fortpflanzt, und die Lage der magnetischen Kraft R zu finden. In diesem Falle werden $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, $\mathfrak{Z}$ und A, B, C Funktionen von $e^{\frac{i}{\Theta}\left(t - \frac{y}{\omega}\right)}$, und man kann ohne weiteres die y-Komponente wegfallen lassen.

Die Gleichungen (6) und (7) geben uns sofort

$$-vC = \omega\mathfrak{X} = \omega\{(1 + \Sigma\varkappa_{11})X + \Sigma\varkappa_{13}Z\}$$
$$+vA = \omega\mathfrak{Z} = \omega\{\Sigma\varkappa_{13}X + (1 + \Sigma\varkappa_{33})Z\} \quad (8)$$

und

$$+vZ = \omega A$$
$$-vX = \omega C.$$

Durch Elimination von A, B, C, X, Y, Z haben wir

$$[(1 + \Sigma\varkappa_{11})(1 + \Sigma\varkappa_{33}) - (\Sigma\varkappa_{13})^2] - n^2[2 + \Sigma\varkappa_{11} + \Sigma\varkappa_{33}] + n^4 = 0 \quad (9)$$

$$n = \frac{v}{\omega},$$

1) W. Voigt, Ann. d. Phys. **9**, 369, 1902.

welche uns die Abhängigkeit vom Brechungsexponenten n mit der Farbe in der Richtung von der b-Achse giebt.

Die gesuchte Lage des magnetischen Feldes wird durch den Winkel φ bestimmt, den Azimut des Feldes gegen die x-Achse,

$$\frac{C}{A} = \operatorname{tang} \varphi .$$

Wir erhalten aus (8) zwei identische Werte von tang φ

$$\operatorname{tang} \varphi = \frac{\omega^2 \Sigma \varkappa_{13}}{\omega^2 (1 + \Sigma \varkappa_{11}) - v^2} = \frac{\omega^2 (1 + \Sigma \varkappa_{33}) - v^2}{\omega^2 \Sigma \varkappa_{13}}$$

oder

$$= \frac{\Sigma \varkappa_{13}}{(1 + \Sigma \varkappa_{11}) - n^2} = \frac{(1 + \Sigma \varkappa_{33}) - n^2}{\Sigma \varkappa_{13}} \quad (10)$$

daher

$$\operatorname{tang}^2 \varphi = \frac{(1 + \Sigma \varkappa_{33}) - n^2}{(1 + \Sigma \varkappa_{11}) - n^2} .$$

Es lässt sich sehr leicht zeigen, dass die zwei Werte φ_1, φ_2 von φ entsprechend zu zwei Werten von n aus (9), eine Differenz gleich $\frac{\pi}{2}$ haben, oder

$$\operatorname{tang} \varphi_1 \cdot \operatorname{tang} \varphi_2 = -1$$

ist.

Aus (10) kann man leicht eine Gleichung ableiten, in welcher φ sich frei von n ausdrücken lässt. Dies gelingt dadurch, dass man tang 2φ berechnet.

$$\operatorname{tang} 2\varphi = \frac{2 \cdot \operatorname{tang} \varphi}{1 - \operatorname{tang}^2 \varphi} = \frac{2 \dfrac{\Sigma \varkappa_{13}}{(1 + \Sigma \varkappa_{11}) - n^2}}{1 - \dfrac{(1 + \Sigma \varkappa_{33}) - n^2}{(1 + \Sigma \varkappa_{11}) - n^2}}$$

$$= \frac{2 \Sigma \varkappa_{13}}{\Sigma (\varkappa_{11} - \varkappa_{33})} .$$

Die Dispersion von φ im sichtbaren Spektralgebiet ist, wie schon erwähnt, ziemlich klein, und deshalb wenn man die Koordinatenachse x und z so wählt, dass sie für eine bestimmte Farbe mit den optischen Symmetrieachsen zusammenfällt, so kann man für tang 2φ einfach 2φ schreiben, und dann

$$\varphi = \frac{\Sigma \varkappa_{13}}{\Sigma (\varkappa_{11} - \varkappa_{33})} .$$

Die $\varkappa$ sind Funktionen von Θ; aber der letzte ist proportional zur Wellenlänge λ des Lichtes im leeren Raum. Daher

$$\varkappa_{11} = \frac{\lambda^2 (a_{33} \lambda^2 - b_{33})}{(a_{11} \lambda^2 - b_{11})(a_{33} \lambda^2 - b_{33}) - (a_{13} \lambda^2 - b_{13})^2} ,$$

so gelangen wir schliesslich zur Dispersionsformel für φ, die folgendermassen lautet:

$$\varphi = \frac{\sum \dfrac{p + q\lambda^2}{a + b\lambda^2 + c\lambda^4}}{\sum \dfrac{r + s\lambda^2}{a + b\lambda^2 + c\lambda^4}} \quad (11)$$

Die Summation ist über alle Elektronengattungen zu erstrecken.

Wenn man nur eine Gattung annimmt, so folgt:

$$\varphi = \frac{p + q\lambda^2}{r + s\lambda^2}$$

oder anders ausgedrückt, die Kurve an der λ^2, φ-Ebene wird ein Hyperbel sein. In den meisten durch Dufet[1]) beobachteten Fällen, z. B. für Borax, ameisensaures Kupfer, ist φ für eine Farbe λ beinahe (aber nicht ganz) proportional zu $\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_D^2}$, wo λ_D die Wellenlänge für die D-Linien bedeutet, und φ aus der Lage der optischen Symmetrieachse für *Na*-Licht berechnet ist. Also wird in diesem Falle die Annahme von nur einer Elektronengattung beinahe richtig sein. Aber im Gips ist dies ganz sicher nicht der Fall. Wir können daraus schliessen, dass man im Gips das Vorhandensein von wenigstens zwei Elektronengattungen annehmen muss, um die Dispersion der optischen Symmetrieachse zu erklären. Für diesen Fall von zwei Gattungen hat man

$$\varphi = \frac{a' = b'\lambda^2 + c'\lambda^4 + d'\lambda^6}{a + b\lambda^2 + c\lambda^4 + d\lambda^6} .$$

Die Konstanten a, b, c hier sind natürlich verschieden von denen in (11). In Gips stimmt diese letzte Formel gut mit der Beobachtung überein.

Es mag hier bemerkt werden, dass in optisch einachsigen Krystallen

$$\Sigma \varkappa_{13} = 0$$

und daher zwei Exponenten durch

$$n_1^2 = 1 + \Sigma \left(a_{11} - \frac{b_{11}}{\Theta^2} \right), \quad n_2^2 = 1 + \Sigma \left(a_{33} - \frac{b_{33}}{\Theta^2} \right)$$

und $\varphi = 0$ gegeben sind.

1) H. Dufet, Bull. soc. franç. de min. **10**, 1887.

Göttingen, den 9. Februar 1905.

(Eingegangen 9. Februar 1905.)

Über die Magnetisierung des Eisens bei hohen Frequenzen.

Von O. M. Corbino.[1])

1. Das Studium der Magnetisierung des Eisens bei hohen Frequenzen bildet den Gegenstand zahlreicher Untersuchungen, welche die verschiedenen Autoren zu weit auseinandergehenden Schlüssen geführt haben. Genaue Angaben darüber finden sich in den wertvollen

1) Atti Assoc. Elettrot. Ital. 1903; vorgetragen in der Sitzung vom 18. Okt. 1903 in Palermo.

Arbeiten von Maurain[1]) und Wien[2]), auf welche ich den Leser wegen der bibliographischen Notizen verweisen möchte.

Die am meisten strittigen Punkte betreffen die Änderung der Permeabilität und der durch die Hysteresis zerstreuten Energie mit wachsender Frequenz. Die gewöhnlich zur Untersuchung dieser Änderung angewandten Methoden bestehen entweder im Aufsuchen der Hysteresiskurve in ihren einzelnen Punkten nach der Hopkinsonschen Methode der periodischen Kontakte, oder aber in der elektrischen oder kalorimetrischen Bestimmung der in der Schleife zerstreuten Energie. Hingegen hat Wien eine sehr indirekte und komplizierte Methode benutzt.

Die Hysteresisfläche soll mit wachsender Frequenz nach Warburg, Hönig, Tanakadaté und Weihe abnehmen; nach Borgmann, Evershed und Vignoles, J. und B. Hopkinson, Breslauer, Maurain, Gray, Guye und Herzfeld soll sie konstant bleiben; nach Wilson und Lydall, Niethammer, Steinmetz, Wien endlich soll sie zunehmen.

Unter diesen Autoren sind Maurain, Wien, Guye und Herzfeld[3]) diejenigen, welche sich in letzter Zeit mit der Frage beschäftigt haben.

Der erste befolgte die Methode von Hopkinson, der zweite, wie schon gesagt, eine indirekte Methode, während die zuletzt Genannten die Messung der Erwärmung benutzten. Die höchsten erreichten Frequenzen waren bei Maurain 54 Schwingungen in der Sekunde, bei Wien 520 und bei Guye und Herzfeld 1000.

Eine Diskussion der Methoden und der Resultate ist sehr schwierig und nicht wohl angängig für jemanden, der naturgemäss geneigt ist, die seinen eigenen widersprechenden Schlüsse für wenig begründet zu halten. Thatsächlich lassen sich gegen alle Methoden Einwände erheben, in erster Linie derjenige, dass Foucaultströme auftreten, gegen welche man sich nicht mit Sicherheit schützen kann.

2. Die kontinuierliche Aufzeichnung der Hysteresiskurve mittels des Kathodenstrahlbündels in der Braunschen Röhre[4]) hat vor allen anderen Systemen den Vorzug, für jede beliebige Frequenz anwendbar zu sein und die wahre Form der Schleife zu liefern frei von Verzeichnungen, wie solche erzeugt werden durch die Bewegung von Apparatenteilen, welche eine Trägheit besitzen.

Diese Aufzeichnung erhält man mit grösster Leichtigkeit, wenn man zwei enge Spulen, eine mit wenigen und eine andere mit vielen Windungen, in einer Ebene senkrecht zur horizontalen Achse der Röhre anordnet und dieselben so orientiert, dass die erste horizontal, die zweite nahezu vertikal steht, so dass, wenn sie von veränderlichen Strömen durchflossen werden, aus der Superposition der beiden Felder eine horizontale Oszillation des Fluoreszenzfleckes resultiert.

Führt man nun in die horizontale Spule ein Bündelchen feiner Eisendrähte ein, und schickt man durch die in Serie geschalteten Spulen symmetrischen Wechselstrom, so sieht man, wie der Fleck dauernd die Hysteresiskurve beschreibt.

3. Ich beschloss, nach dieser Methode die Magnetisierung des Eisens mit Duddellströmen zu untersuchen, und zwar trug ich Sorge, dieselben möglichst sinusförmig zu machen mit Hilfe der in einer meiner früheren Arbeiten[1]) angegebenen Kriterien.

Die eisenlose Spule hatte drei Lagen Draht, welche auf einen Holzcylinder von 2 cm Durchmesser aufgewickelt waren; es wirkten so 25 Windungen pro cm. Die horizontale Spule mit dem Eisenkern dagegen wurde aus einer Drahtlage gebildet und war auf eine Glasröhre von 0,6 cm Durchmesser gewickelt; es wirkten so 8 Windungen pro cm. In diese Spule führte ich ein Bündel von Eisendrähten von 0,25 mm Durchmesser. Die Braunsche Röhre wurde von einer 40 plattigen Toeplermaschine erregt, welche ihrerseits durch einen Elektromotor betrieben wurde. Die erhaltenen Kurven wurden in dem Augenblick photographiert, in welchem durch Steigerung der Stromstärke im Hauptkreise die Symmetrie und die Sinusform der Duddellströme erreicht wurde. Dieses Ziel war bei den höchsten Frequenzen schwer zu erreichen und wurde in der Regel kaum erreicht; die Kurve blieb nur kurze Zeit bestehen, da — wie ich schon in der angeführten Arbeit bemerkt habe — der Bogen wenige Sekunden nach Erreichung der Sinusform plötzlich zu singen aufhört.

Ich variierte die Frequenz von Versuch zu Versuch durch Änderung der Selbstinduktion im Nebenschluss und der in denselben eingeschalteten Kapazität. Die Frequenz wurde aus der Höhe des Tones bestimmt, den der Lichtbogen gab. Um die Kurve zu erhalten, welche vier Wechseln in der Sekunde entspricht, benutzte ich den Wechselstrom aus einem Gleichstromdynamo, welcher auf Wechselstrom transformiert worden war.

Die folgende Tabelle enthält die Wechselzahlen, welchen die mitgeteilten Figuren ent-

1) Maurain, Ann. de Ch. et de Phys. **14**, 282, 1898. — Le magnétisme du fer; Coll. Scientia. — Vergl. auch desselben Verf. Artikel in Éclair. Électr. 10. Okt. 1903.
2) Wien, Wied. Ann. **66**, 859, 1898.
3) Guye et Herzfeld, C. R. 14. April 1903.
4) Corbino, L'Elettricità **8**, 1, 1900.

1) Corbino, Atti Assoc. Elettrot. Ital. **7** (5), 597, 1903.

sprechen. In einigen Figuren sieht man den Fleck in seiner normalen Lage, welche den Schnittpunkt der beiden Achsen angiebt, auf welche die Kurve begrenzt ist. In Fig. 2 ist auch die Magnetisierungsachse aufgezeichnet; sie wurde durch Ausschalten der vertikalen Spule erhalten. Bei den anderen Figuren habe ich die Magnetisierungsachse mit der Hand in das Negativ einzeichnet.

Die absoluten Werte des magnetisierenden Feldes kann man erhalten, wie die angestellten Messungen ergaben, wenn man sich vergegenwärtigt, dass ein Centimeter auf der Abszissenachse einem Felde von etwa 30 Gauss entspricht.

Figur	Wechselzahl
1	4
2	1460
3	2180
4	3500
5	5220
6	7460
7	11100
8	20000

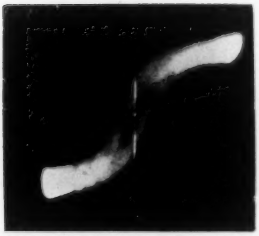


Fig. 1.

4. Wie man aus den Figuren ersieht, nimmt die Hysteresisfläche mit wachsender Frequenz merklich zu; indessen verringert sich von einer gewissen Frequenz an aufwärts diese Zunahme.

Des weiteren ergiebt sich aus entsprechenden Messungen an den Negativen, dass der Wert der Magnetisierung, welcher einem bestimmten Werte des Feldes entspricht, fast unabhängig von der Frequenz ist. Dies führt

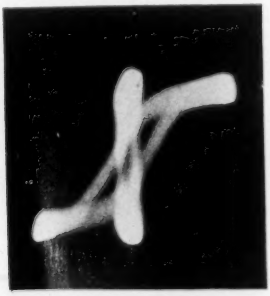


Fig. 2.

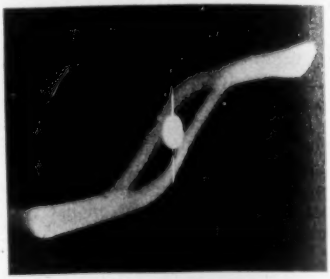


Fig. 3.

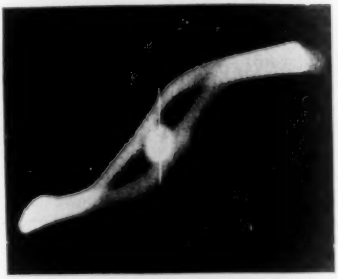


Fig. 4.

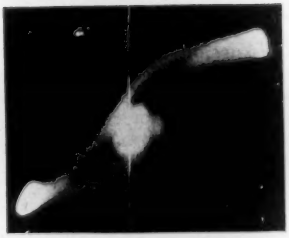


Fig. 5.

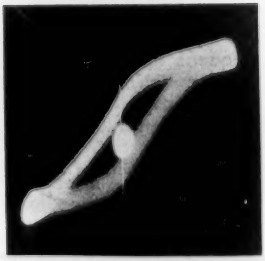


Fig. 6.

Fig. 7.

Fig. 8.

zu zwei bemerkenswerten Folgerungen: In erster Linie folgt daraus, dass in unmittelbarer Nähe des Sättigungspunktes die Permeabilität des von mir untersuchten Eisens durch die Frequenz wenig beeinflusst wird, und zweitens, dass die Foucaultströme keine merkliche Störung verursachen, es sei denn, dass die äusseren Schichten jedes Eisendrahtes als elektromagnetischer Schirm für die inneren Schichten gewirkt und eine Verminderung der gesamten Magnetisierung des Bündels herbeigeführt hätten.

Die spitze Schnabelform an den Scheiteln der Kurve schliesst auch, wenigstens für nicht ganz hohe Frequenzen, die Wirkung der Foucaultströme aus. Ebensowenig lässt sich auf dieselben das Anwachsen der Hysteresisfläche zurückführen, denn dieselbe wächst ja nicht übermässig mit steigender Frequenz.

Durch diese Versuche wird die sehr merkliche Zunahme der Hysteresisfläche, die sich schon bei 730 Schwingungen in der Sekunde zeigt, ausser Frage gestellt und das Ergebnis von Wien bestätigt. Indessen zeigt sich nicht die starke Abnahme der Permeabilität mit der Frequenz, welche dieser Autor für weiches Eisen behauptet hat; möglicherweise liegt das an der verschiedenen Qualität des verwandten weichen Eisens.

5. Benutzt man zur Magnetisierung statt der Duddellströme solche Ströme, welche bei Unterbrechung des Primärstromes mittels des Wehnelt-Unterbrechers im Sekundärkreise eines Transformators erhalten werden, so kann man solche Ströme auf zweierlei Weise symmetrisch machen.

Schaltet man in den Sekundärkreis einen Kondensator von grosser Kapazität, so entspricht jeder Unterbrechung des Wehnelt-Unterbrechers eine Reihe stark gedämpfter symmetrischer Wechselströme von der Eigenperiode des Kreises. Die erhaltenen Schleifen zeigen ein charakteristisches Aussehen; im Innern des Hauptkreises sieht man drei oder vier weitere Schleifen, welche vollkommen feststehen und den aufeinander folgenden gedämpften Wellen jeder einzelnen Unterbrechung entsprechen. Die Symmetrie lässt sich auch ohne Kondensator im Sekundärkreis dadurch erreichen, dass man in den Primärkreis eine starke Selbstinduktion einfügt und den Ohmschen Widerstand sehr klein macht. In diesem Falle haben jedoch die erhaltenen Ströme solche Form, dass die beiden Zweige der Schleife, der aufsteigende und der absteigende, mit wesentlich verschiedener Geschwindigkeit durchlaufen werden. Man erhält daher unregelmässige Kurven, welche aus der Superposition eines Armes einer langsam und des anderen Armes einer schnell durchlaufenen Schleife resultieren.

Diese Erscheinungen haben nur das Interesse der Kuriosität. Ich habe es daher nicht für angebracht gehalten, die betreffenden Photographien hier wiederzugeben.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 8. Februar 1905.)

Ein neues allgemeines Polarisationssystem der Influenzmaschinen.

Von Heinrich Wommelsdorf.

§ 1.

Bereits im vorigen Jahre habe ich in einer Abhandlung[1]) gelegentlich einer vorläufigen Mitteilung der zu den dort beschriebenen Messungen benutzten Versuchsmaschine darauf hingewiesen, dass durch die Einführung von Widerständen in die Polarisatorkreise der Influenzmaschinen sowohl der Wirkungsgrad, wie auch die Spannung (Funkenlänge) derselben wesentlich erhöht wird. Gleichzeitig wies ich darauf hin, dass ich eine eingehende Mitteilung und Begründung des dadurch entstandenen neuen allgemeinen Polarisationssystems, das die bisherigen Polarisator- und Konduktorschaltungen nach Holtz und Musaeus als Spezialfälle umfasst, in aller Kürze folgen lassen würde.

Die bisher bei den von W. Holtz erfundenen Influenzmaschinen mit Doppeldrehung[2]) in der Praxis am meisten angewandte Polarisatoren- und Konduktorenschaltung nach Musaeus 1871[3]) übertrifft die älteren Original-Schaltungen von Holtz dadurch, dass sie bei der nahezu grössten nutzbaren Stromleistung, die von zweipoligen Maschinen dieser Art erhalten werden kann, gleichzeitig frei ist von jeglichem Polwechsel

1) a. H. Wommelsdorf, diese Ztschr. **5**, 792, 1904; ausserdem werden in dieser Arbeit die folgenden Abhandlungen des Verfassers kurz als Abhdlg. b, c, d und e wiederholt citiert werden: b) Ann. d. Phys. **9**, 651, 1902; c) desgl. **15**, 842, 1904; d) desgl. **15**, 960, 1904; e) desgl. **16**, 334, 1505.

2) W. Holtz, Pogg. Ann. **130**, 128 und 168, 1867 und J. C. Poggendorf, Pogg. Ann. **136**, 171, 1869 und **150**, 1873.

3) W. Musaeus, Pogg. Ann. **143**, 285, 1871.

während des Betriebes, der bei gewissen Schaltungen bekanntlich sogar periodisch[1]) auftritt; ferner, dass sie gleichzeitig die höchsten Schlagweiten bis zur Hälfte des Scheibendurchmessers und mehr zu liefern vermag, mithin Vorteile bietet, die bei den älteren Schaltungen wohl teilweise, jedoch niemals gleichzeitig erfüllt werden.

Das neue Polarisationssystem besitzt nun bei ebenfalls gleichzeitiger Erfüllung der genannten Bedingungen gegenüber dieser bisher bestbewährten Schaltung eine noch grössere Schlagweite (Spannung), im besonderen aber einen besseren Wirkungsgrad. Dasselbe wurde von mir dadurch gefunden, dass ich an der in der eingangs citierten Abhandlung *a* abgebildeten ersten grösseren, durch einen Hauptschlussmotor angetriebenen Kondensatormaschine den vorderen Polarisator mehr oder weniger von dem Kollektor der Maschine entfernte und dabei die auffällige Beobachtung machte, dass, jedesmal wenn ich den Querkonduktor bis in eine gewisse Entfernung von dem Kollektor brachte oder gar vollständig fortliess, die Maschine schneller zu laufen begann, während gleichzeitig die Frequenz des Funkenstromes der Elektroden zunahm. Da ich nun an der aufgewendeten Kraft nichts geändert hatte, so war es klar, dass diese Eigentümlichkeit nur darauf beruhen konnte, dass die Maschine unter den bezeichneten Umständen weniger Antriebskraft beanspruchte, infolgedessen schneller lief und nunmehr nahezu proportional der grösseren Umdrehungsgeschwindigkeit eine grössere Stromleistung lieferte, also — kurz gesagt — mit einem besseren Wirkungsgrad als vorher arbeitete.

Im folgenden werde ich nun zunächst die ebenfalls bereits in der citierten Abhandlung *a* angegebene, der Hauptsache nach durch das Fehlen des einen Polarisators gegenüber der Anordnung nach Musaeus charakterisierte neue Schaltung eingehend behandeln und an Hand absoluter Messungen mit der — in den Abhandlungen *a* und *c* an derselben Maschine ausgeführten und durch Messungen festgelegten — Schaltung nach Holtz-Musaeus vergleichen. Hierauf werde ich in einem besonderen Kapitel zu der Beschreibung des neuen allgemeinen auch diese Schaltung als Spezialfall umfassenden Polarisationssystems, sowie zu einer Zusammenstellung der durch die Einführung veränderlicher Widerstände in die Polarisatorkreise entstehenden neuen Schaltungen übergehen.

§ 2. Eine neue Konduktorenschaltung für Influenzmaschinen mit Doppeldrehung.

Die Anordnung und Wirkungsweise der neuen, im besonderen durch das Vorhandensein nur eines Polarisators charakterisierten Konduktorenschaltung für Influenzmaschinen ist in der von mir kurz „Polarisationsdiagramm" genannten Fig. 1 dargestellt worden. Sowohl

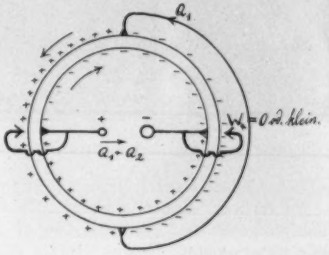


Fig. 1.

in diesem wie auch in späteren Diagrammen habe ich mit Bürsten versehene Konduktoren und Polarisatoren unterschieden von solchen, die nur in einer Spitze (im Diagramm durch einen Pfeil angedeutet) zu endigen, also den Kollektor zum Zwecke der Selbsterregung nicht zu berühren brauchen, bezw. deren Saugspitze zum Zwecke der Zwischenschaltung eines veränderlichen Luftwiderstandes weiter von dem Kollektor der Maschine nach Belieben entfernt werden kann.

Das Auffälligste bei dieser Schaltung ist, dass eine einplattige Influenzmaschine im Gegensatz zu der bezeichneten grossen Kondensatormaschine bei Anbringung der Schaltung überhaupt nicht funktioniert, viel weniger aber Selbsterregung zeigt. Dagegen arbeitet die betr. Kondensatormaschine nicht nur mit wesentlich besserem Wirkungsgrade, sondern zeigt sich auch im besonderen dann, wenn die Elektroden ganz zusammengeschoben sind und die auf dem inneren Kugelkollektor schleifenden Bürsten diesen wirklich berühren — dieses ist ist im übrigen bei den Konduktorbürsten unnötig und empfiehlt sich für dieselben beispielsweise eine scharfe, die Kugeln nicht berührende, verstellbare Spitze —, in hohem Masse selbsterregend.

Indem ich damit zu der Angabe der erlangten Messresultate übergehe, weise ich darauf hin, dass die Messungen in derselben Weise durchgeführt wurden, wie ich in der eingangs citierten Abhandlung c bereits beschrieben habe. Ich glaube daher mit dem Hinweise auf jene Arbeit wohl auf eine nochmalige Beschreibung der allerdings nicht unwesentlichen Art des Messverfahrens mittels Flaschenentladungen und Anfangspotentialen der Entladung hier wohl verzichten zu können. Ich bemerke dazu, dass

1) Pieruzzi, N. Cimento 16, p. 131 und 185; 1876.

die Leitungs- und Flaschenverluste[1]), die mit der Spannung wachsen und im besonderen auch für die Kurvenform der Fig 2 von Bedeutung sind, — zu Ungunsten der Maschine — nicht berücksichtigt wurden. Hinsichtlich der Bezeichnung wiederhole ich kurz das Folgende:

V = Entladespannung (Anfangspotential der Entladung in Volt) aus der Schlagweite zwischen Kugeln bestimmt;

$\mathcal{J}_n$ = nutzbare Stromstärke bei einer Umdrehung der Scheiben in der Sekunde ($n = 60$), aus der Zahl von Flaschenentladungen bestimmt.

E_n = Nutzleistung in Watt (pro $n = 60$) $= \mathcal{J}_n \cdot \frac{V}{2}$ berechnet.

E_e = aufgewandte Energie minus Leerlaufsenergie in Watt (pro $n = 60$) an einem Elektromotor von $^1/_5$ PS. mittels Präzisions-Ampère- und Voltmeter bestimmt.

η_e = „elektrischer" Wirkungsgrad $= \frac{E_n}{E_e}$ berechnet.

η_m = „mechanischer" Wirkungsgrad $= \frac{E_e}{E_t}$ berechnet.

η_t = „totaler" Wirkungsgrad $= \frac{E_n}{E_t}$ berechnet.

Auch in dieser Arbeit wurden die Resultate, wie es in Fig. 4 der Abhandlung a für die Schaltung nach Holtz-Musaeus geschehen ist, in Figur 2 (vergl. dazu die Tabelle I) für die neue Schaltung in Koordinaten aufgezeichnet.

Tabelle I.

Für 1 Umdrehung der Scheiben in der Sekunde.

Entlade-Potential V in Kilovolt	Nutzbare Stromstärk. pro $n = 1$ in der Sek. $\mathcal{J}_n \cdot 10^6$ Amp.	Nutzleistung $E_n = \mathcal{J}_n \cdot \frac{V}{2}$ in Watt	Aufgewendete Leistung E_e in Watt	Wirkungsgrade η_e in Proz.
18,8	26,22	0,246	1,45	16,9
29,3	27,01	0,396	1,62	24,4
38,6	26,38	0,508	1,74	29,2
43,9	25,85	0,567	1,84	30,8
48,1	25,08	0,603	1,91	31,6
50,8	24,35	0,619	1,92	32,2
51,8	24,56	0,636	1,96	32,4
58,7	22,66	0,665	2,11	31,6
66,3	21,20	0,703	2,22	31,65
73,7	19,93	0,732	2,31	31,75
85,3	18,96	0,809	2,53	31,90
95,8	17,83	0,855	2,73	31,30
105,2	17,05	0,897	2,88	31,2
111,2	17,23	0,96	2,91	33,0
114,4	16,06	0,938	2,99	21,3

1) Über die Grösse derselben siehe die Ermittlungen von A. Slaby, Elektrot. Zeitschr. **25**, 777, 1904.

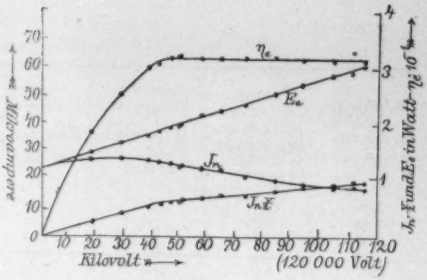


Fig. 2.

Überraschend ist der ganz ähnliche Verlauf der vier charakteristischen Kurven der Schaltung Holtz-Musaeus gegenüber. Die bei einer sekundlichen Umdrehung gelieferte Elektrizitätsmenge ist in Fig. 2 bei kleineren Spannungen um ca. 5 Proz. kleiner, bei grösseren nahezu gleich, bei den grössten, über 100000 Volt, bei welchen bei der Schaltung nach Holtz-Musaeus infolge der alsdann dort notwendig werdenden kleineren Polarisatorwinkel ω der Kurvenabfall eintritt, grösser als bei dieser Schaltung (vergl. Fig. 4 der Abhandlung a). Bei den höchsten, nicht aufgezeichneten, ca. 110000 bis 120000 Volt betragenden Spannungen traten bei der neuen Schaltung leicht Polwechsel auf, ein Nachteil, der sich — wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden — auch hier vermeiden lässt. Dagegen fand ich bestätigt, dass die aufzuwendende Leistung E_e bedeutend kleiner, der Wirkungsgrad η_e infolgedessen und zwar um ca. ein Viertel grösser ist.

Mit Rücksicht auf die Vollständigkeit der Messungen bleibt mir noch übrig, einige An-

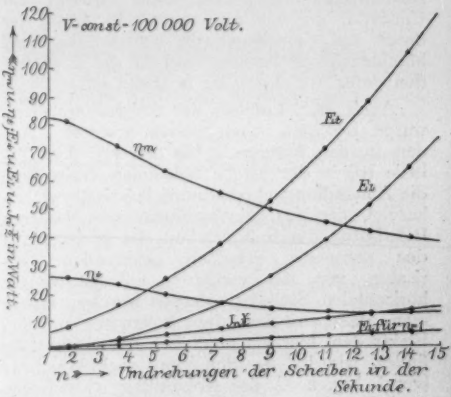


Fig. 3.

Tabelle II.

V = Const = 100000 Volt.

Umdrehungen der Scheiben in der Sek. n	Leerlaufs-Arbeit pro $n = 1$ in der Sek. $E_L(n=1)$ in Watt	Leerlaufs-Energie pro $n = 1$ bis 15 in der Sek. E_L in Watt	Nutzbare Energie $E_n = \mathcal{J}_n \cdot \frac{V}{2}$ in Watt	Totale aufgewendete Energie minus Leerlaufs-Energie $E_e = E_t - E_L$ in Watt	Totale aufgewendete Energie E_t in Watt	Mechanischer Wirkungsgrad $\eta_m = E_e : E_t$ in Proz.	Totaler Wirkungsgrad $\eta_t = E_n : E_t$ in Proz.
1,76	0,67	1,18	1,54	4,96	6,14	80,8	25,1
3,54	1,12	3,97	3,11	9,99	13,96	71,7	22,3
5,38	1,71	9,2	4,72	15,16	24,36	62,3	19,4
7,31	2,32	16,98	6,41	20,6	37,58	54,7	17,04
9,07	2,9	26,3	7,93	25,6	51,9	49,25	15,26
11,02	3,52	38,7	9,65	31,1	69,8	44,6	13,84
12,55	4,01	50,2	10,98	35,4	85,6	41,3	12,82
14,13	4,52	63,8	12,39	39,8	103,6	38,4	11,98

gaben über die Lehrlaufsarbeit E_L, sowie über den mechanischen und totalen Wirkungsgrad der in Figur 2—3 der Abhandlung a abgebildeten und beschriebenen Kondensatormaschine zu bringen. Die Resultate dieser Versuche sind in der Tabelle II, ferner in der Fig 3 graphisch angegegeben und zeigen, dass die Wirkungsgrade mit Rücksicht darauf, dass sie an der ersten fertiggestellten Kondensatormaschine mit Doppeldrehung, deren harmonische Verhältnisse noch sehr verbesserungsfähig sind, angestellt wurden, bereits sehr bemerkenswert sind.

Nach der bereits angegebenen Bedeutung der Zeichen brauche ich wohl nichts weiter hinzuzufügen, als dass die verschiedenen sekundlichen Tourenzahlen von 1 bis 15 als Abszissen, $E_n = \frac{\mathcal{J}_n V}{2}$, E_L und E_t in Watt und η_m und η_t in Prozenten in gleicher Weise als Ordinaten aufgetragen sind. Im besonderen mache ich darauf aufmerksam, dass die pro Umdrehung der Scheiben gemessene Leerlaufsarbeit mit der sekundlichen Tourenzahl linear ansteigt, ein Umstand, der auf die wachsende Grösse der durch die Centrifugalkraft auftretenden Luftbeschleunigung hinweist und für die Konstruktion guter Maschinen zu beachten ist.

Auch der Einfluss der Polarisatorstellung wurde bei dem neuen System ermittelt. Aus den in den Figuren 4 bis 6 (vergl. dazu Tabelle III) in der bereits bekannten Weise (vgl. die Abhandlung c) erhaltenen Polarisatorwinkelkurven, die hier bei abgenommenem vorderen Polarisator durch Verstellen des hinteren, zu den grösseren Scheiben gehörenden Polarisators von der vertikalen O-Lage bis zur horizontalen Stellung erhalten wurden, ersieht man, dass zwischen dem Polarisator und den Elektroden hier ein ähnliches Ansteigen stattfindet, wie bei der Schaltung nach Musaeus (vergl. Fig. 2—4 der Abhandlung c) zwischen zwei Polarisatoren, und dass von derjenigen

Tabelle III.

$V = 62800$ Volt; $C = 1255$ cm; $t = 60$ Sek.;

$\mathcal{J} = 74{,}5 \frac{z}{n} \cdot 10^{-6}$ Amp.

Polarisatorwinkel ω	Nutzbare Stromstärk. pro $n = 1$ in der Sek. $\mathcal{J}_n \cdot 10^6$ Amp.	Nutzbare Energie $E_n = \mathcal{J}_n \cdot \frac{V}{2}$ in Watt	Aufgewendete Energie E_t in Watt	Wirkungsgrad η_e in Proz.
0°	21,93	0,689	2,21	31,24
10°	21,65	0,679	2,14	31,7
20°	21,72	0,632	2,09	32,6
30°	21,78	0,684	2,21	31,0
40°	21,69	0,682	2,14	31,8
50°	21,72	0,682	2,14	31,8
55°	21,03	0,670	2,06	32,5
60°	17,50	0,549	1,76	31,2
65°	10,75	0,338	1,215	27,8
68°	4,98	0,156	0,75	20,8

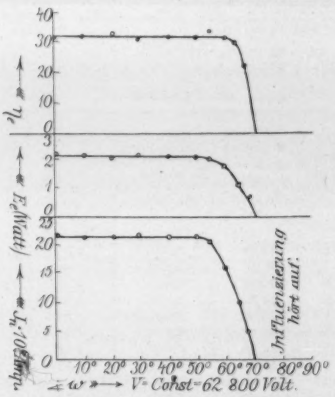


Fig. 4—6.

Winkelstellung an, wo zuerst der Höchstwert der Kurven erreicht wird, derselbe bis zur Nullstellung und, wie ich hinzufüge, noch über Null hinaus — konstant bleibt.

Ein weiterer Vorteil, der sich hieraus bei dem neuen System ergiebt, ist der, dass man bei jeder grösseren Veränderung der Funkenstrecke bezw. der Spannung nicht wie bei der Schaltung nach Holtz-Musaeus zur Erlangung der grössten Stromleistung jedesmal erst die Polarisatoren neu einzustellen braucht (vergl. Abhdlg. c), sondern dass die Maschine vielmehr ganz gleichmässig, und zwar stets unabhängig von der Entladespannung in ein und derselben Polarisatorstellung mit ihrem bestmöglichsten jeweiligen Wirkungsgrade arbeitet.

Ich bemerke noch, dass von 70^0 bis 90^0 die Influenzierung der Scheiben vollständig aufhört, also nicht etwa, wie bei Fig. 2 bis 5 der Abhdlg. c, bei gleichzeitigem Eintritt der Entladungen im Innern fortbesteht, ein Umstand, der bei der neuen Schaltung gegenüber der nach Holtz-Musaeus den wesentlichen Unterschied in der auftretenden Polarisation erkennen lässt.

Ein neues allgemeines Polarisationssystem, gültig für alle Influenzmaschinen.

(Durch die Einführung von Widerständen in die Polarisator- bezw. Konduktorkreise.)

a) Maschinen mit Doppeldrehung.

§ 3.

Bald nach den ersten Versuchen mit der soeben behandelten, in Fig. 1 dargestellten Schaltung, erkannte ich, dass dieselbe nur einen speziellen Fall von dem im folgenden enthaltenen allgemeinen Polarisationssystem bildet. Dasselbe besteht der Hauptsache nach darin, dass ein veränderlicher „hoher Widerstand zwischen die zwei auf demselben Durchmesser liegenden, unter dem Einfluss eines sie bisher kurz schliessenden Polarisators stehenden Sektoren bezw. Scheibenbezirke gebracht wird". Dabei sind die Konduktoren entweder wie sonst üblich angeordnet, oder es ist auch hier — und zwar bei denjenigen Elektrodenbürsten bezw. Spitzen, deren zugehörige Scheiben durch einen kurz geschlossenen Polarisator polarisiert werden, — zwischen Konduktoren und Bürsten bezw. Sektoren oder Scheibenbezirke ein gewisser, wenn auch im Vergleich zu W_2 (vergl. Fig. 7) nur sehr geringer Widerstand W_1 eingeschaltet.

Der Widerstand kann in der einfachsten Form dadurch erhalten werden, dass die Bürsten bezw. Spitzen des betreffenden Polarisators in grössere oder kleinere Entfernung von dem Kugelkollektor gebracht werden. Da nun hierbei meistens der Abstand zwischen Scheiben und Spitzen sehr gross gewählt werden muss, was infolge Platzmangels oder mit Rücksicht auf die Nähe der auf ein hohes Potential geladenen Konduktoren häufig Schwierigkeiten bietet, so ist es in diesem Falle zweckmässig,

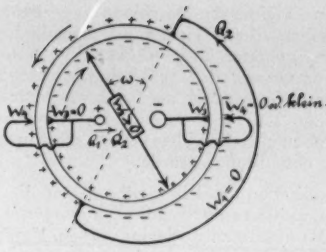


Fig. 7.

eigentliche Spitzen ganz zu vermeiden und statt dessen die Enden der Verbindungsleiter als abgestumpfte Körper bezw. solche mit gekrümmter Oberfläche, etwa in Kugel- oder Ellipsoidform auszubilden, wodurch der zu wählende Abstand von den Scheiben bedeutend verringert wird. Bei eleganter und präziser wirkender Ausführung empfiehlt es sich, die isoliert angebrachten Polarisatorarme bezw. Bürsten durch einen veränderlichen hohen Widerstand, z. B. aus geeignetem Holz oder auch durch eine veränderliche Luftstrecke (zwischen Spitzen) oder eine Funkenstrecke (zwischen Kugelelektroden) oder dergl. voneinander zu trennen.

Die günstigste Grösse des Widerstandes W_2 ist in jedem einzelnen Falle durch Versuche zu ermitteln; er wird um so grösser ausfallen, je grösser der auftretende Strom in dem kurz geschlossenen Polarisatorkreise sein würde.

Haben wir es z. B. mit einer kleinen, einplattigen Influenzmaschine zu tun, so würde dieselbe bei unendlich grossem Widerstand — d. h. bei ganz fortgenommenem Polarisator der einen Seite der Schaltung nach Holtz-Musaeus — überhaupt nicht in Tätigkeit kommen, eine grössere würde zwar erregt werden, jedoch einem fortwährenden Polwechsel bereits bei ganz geringen, ca. 1 mm grossen, Schlagweiten ausgesetzt sein und daher überhaupt nicht über eine gewisse, verhältnismässig sehr geringe Spannung hinauskommen. Eine genügend grosse Kondensatormaschine dagegen wird selbst bei den grössten Spannungen auch ohne den vorderen Polarisator ohne Polwechsel arbeiten.

Bei kleinen Influenzmaschinen wird daher der Widerstand des Polarisatorkreises gleich Null bezw. sehr klein gemacht, was alsdann dem speziellen Fall der Schaltung nach Musaeus entsprechen würde. Bei mittleren Maschinen bezw. mittleren Entladespannungen dagegen kann man leicht einen Abstand der Polarisatoren bezw. einen eingeschalteten Widerstand W_2 ermitteln, bei dem die Maschine mit dem besten Wirkungsgrad arbeitet. Bei grossen Maschinen — auch bei den niedrigeren Span-

nungen kleinerer Maschinen — kann man schliesslich den Widerstand unendlich gross oder — genauer ausgedrückt — gleich einem von der Grösse des Scheibendurchmessers abhängigen Grösstwert machen, was damit dem speziellen Fall der im vorigen Kapitel zuerst angegebenen, ebenfalls neuen Schaltung nach Fig. 1 entsprechen würde.

Damit komme ich wiederum auf die in der eingangs citierten Abhandlung a in der Schaltung nach Musaeus und die im vorigen Kapitel mit ganz fortgelassenem vorderen Polarisator gemessene Maschine zurück, indem ich dieselben Messungen nochmals mit Einführung eines veränderlichen, hohen Widerstandes in der Weise wiederhole, dass ich den vorderen Polarisator in eine Entfernung von ca. 5 bis 50 mm Abstand von dem Kollektor bringe und die zu den äusseren grösseren Scheiben gehörenden Konduktorbürsten ebenfalls etwas (einige mm) von ihrem Kollektor entferne. Alsdann wird bei einem bestimmten Polarisatorabstand der Wirkungsgrad der Maschine abermals gegenüber der Schaltung nach Musaeus um ein Beträchtliches erhöht.

Gleichzeitig werden der Schaltung nach Fig. 1 gegenüber die Polwechsel bei den höchsten Spannungen vermieden, endlich der Schaltung nach Musaeus gegenüber die grössten erreichbaren Funkenlängen der Maschine noch um ca. 30 bis 40 mm auf 255 mm erhöht.

So interessant es nun auch ist, an Hand analoger Messungen wie in den Fig. 2–6 den genauen Verlauf der charakteristischen Linien und Polarisatorwinkelkurven auch für diese Schaltung bei Einführung verschiedener bestimmter Widerstände W_2 kennen zu lernen, so wurde doch mit Rücksicht auf den Umfang dieser Arbeit auf die Wiedergabe solcher analoger Diagramme verzichtet, wie auch deshalb um so mehr, als die mir zur Zeit zur Verfügung stehende erste grössere Kondensatormaschine demnächst durch neuere, sowohl grössere, wie auch weit vollkommenere Maschinen übertroffen werden wird, und daher eine systematische Wiedergabe vergleichender Messungen wegen der grösseren erreichbaren Genauigkeit alsdann einen noch grösseren Wert besitzen dürfte.

Für die Anstellung solcher Messungen mit vollkommeneren Kondensatormaschinen dürfte sich auch eine Erhöhung der Genauigkeit für das in der eingangs citierten Abhandlung c eingehend beschriebene, auch den Messungen dieser Arbeit zu Grunde gelegte Messverfahren empfehlen: Zunächst wäre es von grossem Vorteil, als Masskapazitäten statt Leydener Flaschen Grisson-Kondensatoren zu benutzen, deren Wirkungsgrad näher bei Eins liegt[1]) und auch weniger von atmosphärischen Einflüssen abhängig ist. Ferner sind alle Verbindungsleitungen in Glas- oder Ebonitrohre zu verlegen, sowie alle Anschluss- und Abzweigstellen sorgfältig mit durch Erwärmen weich bezw. flüssig gemachtem Paraffin in dicker Schicht allseitig zu umkleiden.

Ein anderes, u. zw. galvanometrisches Messverfahren würde sich durch die Verwendung eines Mikroampèremeters oder eines geeigneten Isolations- oder Spannungsmessers[2]) ergeben, das analog wie bei den Starkstrommessungen an Dynamomaschinen unter Einfügung eines sehr hohen, von Null bis zu seinem Höchstwert veränderlichen Widerstandes, z. B. eines in geeigneter Weise präparierten Holzstabes (Ahornstab), zwischen die Elektroden der Kondensatormaschine geschaltet wird. Zum gleichzeitigen Messen der sehr hohen Spannungen kann man sich dabei der Methode bedienen, die von Herrn E. Voigt[3]) im Jahre 1903 angegeben wurde. Auch bei diesem Verfahren sind alle Verbindungsleitungen, Abzweigstellen, Widerstände usw. sorgfältig vor Ausstrahlungen in die umgebende Luft zu schützen.

Durch die Einführung veränderlicher Widerstände von 0 bis ∞, bezw. bis zu einem vom Scheibendurchmesser abhängigen Grösstwert, in die Polarisator- und Konduktorkreise wird ein allgemeines Polarisationssystem gewonnen, das nicht nur die alten Schaltungen nach Holtz und Musaeus umfasst, sondern das auch im besonderen den Zusammenhang zwischen den alten Schaltungen untereinander herstellt.

Gleichzeitig ist dadurch die Möglichkeit gegeben worden, durch probeweise Veränderung der Widerstände für jede einzelne Maschine diejenige Schaltung experimentell ermitteln zu können, die in jedem Falle die günstigste ist, ein Vorteil, den die wenigen ohne Zusammenhang dastehenden, von verschiedenen Forschern erfundenen Schaltungen nicht boten. Diesen wurden vielmehr teils diese, andererseits jene Vorteile und Nachteile nachgesagt und darnach je nach dem Zweck der Maschine die Nachteile einer Schaltung mit den Vorteilen in Kauf genommen.

Durch die Einführung veränderlicher Widerstände hat nunmehr das isolierte Bestehen aller jener Einzelschaltungen aufgehört. Wir haben ein einheitliches zusammenhängendes System der

1) A. Slaby, Elektrot. Zeitschr. 25, 777, 1904.

2) Ein solches Instrument der Firma Siemens & Halske wurde von Herrn O. Nairz im Laboratorium des Herrn Geh. Rat Slaby zu Messungen an einer sehr grossen Holtzschen Influenzmaschine mit Erfolg benutzt.

3) E. Voigt, Ann. d. Phys. 12, 385, 1903.

Polarisation gewonnen, bei dem durch Verändern der in die Polarisator- und Konduktorkreise geschalteten Widerstände von 0 bis ∞ alle bisherigen wie auch die neuen Schaltungen samt ihren Vorteilen und Nachteilen allmählich ineinander übergehen.

Um diesen Zusammenhang der bekanntesten alten Schaltungen sowohl untereinander, wie auch zu den naheliegendsten der neuen Schaltungsarten anschaulich darzustellen, habe ich in Fig. 8 ein noch allgemeineres Polari-

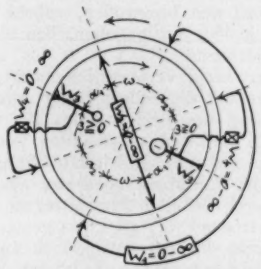


Fig. 8.

sationsdiagramm aufgezeichnet und dabei alle jene durch Veränderung der darin vorkommenden Widerstände W_2 und W_4 bei $\beta =$ und > 0 entstehenden Schaltungmöglichkeiten in der Tabelle IV zusammengestellt.

Tabelle IV.

Tabellarische Darstellung des Zusammenhanges einiger alter und neuer Schaltungsweisen.

	$\sphericalangle \beta = 0$			$\sphericalangle \beta > 0$	
	$W_4 = 0$	$W_4 > 0$	$W_4 = \infty$	$W_4 > 0$	$W_4 = 0$
$W_2 = 0$	Musaeus (1871)	neu	Holtz (1869)	neu	Musaeus (1872)
$W_2 > 0$	neu (Figur 7)	neu (Figur 7)	neu	neu (Figur 8)	neu (Figur 8)
$W_2 = \infty$	neu (Figur 1)	neu (Figur 1)	Holtz (1867)	neu	neu

In ähnlicher Weise kann man durch Veränderung von W_1, sowie durch gleichzeitige Veränderung von W_2 und W_4 neue interessante Schaltungsweisen herstellen. So z. B. erhält man durch die Annahme von W_1, W_2 und $\beta > 0$ und $W_4 = 0$ eine vorzügliche, im besonderen für grosse Maschinen wichtige Schaltung, die bei weiterer Vergrösserung von β bis zu 90° und von W_1 und W_2 bis ∞, bezw. bis zu ihrem Höchstwert (Fortfall beider Polarisatoren) wiederum als Spezialfall in die von Holtz zuerst (1867) mitgeteilte Konduktorenschaltung seiner Elektromaschine zweiter Art übergeht.

Die günstige Wirkung der in die Polarisatorkreise geschalteten Widerstände beruht zum grossen Teil darauf, dass mit wachsendem Widerstande auch der Polarisatorwinkel ω vergrössert werden kann. Je höher die Elektrodenspannung sein soll, um so grösser kann man bei grossen Maschinen im allgemeinen den Widerstand und dadurch auch den Winkel ω einstellen. Diese Regulierung kann man bis zu einem gewissen Grade auch automatisch erfolgen lassen, und zwar dadurch, dass man dem kurz geschlossenen Polarisator (beispielsweise dem Polarisator $W_1 = 0$ der Fig. 7) einen oder mehrere „Hilfs-Polarisatoren" mit immer grösser werdenden Widerständen, unter entsprechend grösseren Winkeln ω hinzufügt. Diese beginnen dann bei höheren Spannungen allmählich selbstthätig mitzuwirken, während sie bei den niederen Potentialen gänzlich unthätig bleiben. Diese „Hilfs-Polarisatoren" können in der Praxis sehr einfach durch einen Bügel ersetzt werden, der am Ende des Polarisators befestigt, am Umfange des Kollektors in zunehmender Entfernung von demselben angebracht ist, oder der selbst an sich einen hohen Widerstand (Holzstab) besitzt.

b) Maschinen mit festem Felde.

§ 4.

Die Einführung von Widerständen in die Polarisatorkreise findet eine analoge Anwendung bei den Influenz- bezw. Kondensatormaschinen „mit festem Feld" (vgl. die Abhandl. b, Fig. 2), wie man die Maschinen erster Art [1]) zum Unterschiede von den Anordnungen mit Doppeldrehung am bezeichnendsten nennen könnte. Bei diesen Maschinen (vgl. Fig. 9) ist bereits

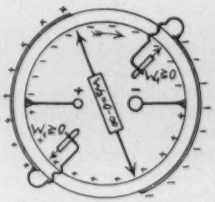


Fig. 9.

nicht nur wie bei den Systemen mit Doppeldrehung der spezielle Fall für $W_2 = 0$ bekannt, sondern auch der, wo $W_2 = \infty$ ist, bezw. seinen Grösstwert besitzt, d. h. wo der Polarisator ganz fortgelassen wird. Diese beiden Spezialfälle bilden eben die Schaltungsweisen der „Maschinen nach Holtz erster Art mit [2]) und ohne [1]) diametralem Konduktor".

1) W. Holtz, Pogg. Ann. 126, 157, 1865.
2) J. C. Poggendorff, Pogg. Ann. 136, 171, 1869.

Ganz besondere Vorteile bietet jedoch (vgl. Fig. 9) die Einführung von Widerständen W_1 in die Verbindungen zwischen die Erregerfelder, Papierbeläge oder dergl. einerseits und die zum Abnehmen bezw. Einsaugen von Elektrizität von den Scheiben bezw. den Kollektorknöpfen dienenden Bürsten oder Spitzen andererseits. Hierdurch wird nämlich mit einem Schlage das erreicht, was man bisher durch die passende Wahl des Materials für die Erregerfelder selbst, wie z. B. einer durch viele Versuche ermittelten Papiersorte von ganz bestimmter Leitfähigkeit oder durch die Annahme einer stumpfen Papierspitze usw. zu erreichen versuchte, jedoch nie vollständig erreichen konnte.[1]) Die Beachtung alles dessen, was bisher in der Litteratur an Aufsätzen über die Natur der Erregerfelder etc. geschrieben und versucht wurde, ist dadurch für die Herstellung guter Maschinen nicht mehr notwendig.

Ich selbst habe anfangs durch eigene Versuche, zur Ermittelung der harmonischen Verhältnisse der Kondensatormaschine den Einfluss der verschiedenen Erregerfelder von guter, mittlerer und schlechter Leitfähigkeit festgestellt und habe dabei gefunden, dass Beläge aus gut leitendem Material, wie z. B. aus Stanniol, zwar eine starke Verringerung der Schlagweite für die mit ihnen ausgerüstete Maschine zur Folge haben, ferner einen fortwährenden Polwechsel bewirken, dafür aber den höchsten Grad der Selbsterregung hervorbringen, den eine Maschine unter den sonst gleichen Verhältnissen besitzen kann. Im Gegensatz dazu zeigen Maschinen mit schlecht leitenden Belägen eine sehr hohe Schlagweite, absolutes Freisein von Polwechseln, dafür aber den sehr grossen Nachteil, dass sie stets beim Andrehen durch eine fremde Elektrizitätsquelle erregt werden müssen und sehr von Witterungsverhältnissen abhängig sind.

Es ist nun das besondere Verdienst von Holtz, bei der Konstruktion seiner ersten Maschinen gleich einen Belag von mittlerer Leitfähigkeit (Halbleiter), nämlich eine durch viele Versuche ermittelte Papiersorte, in Anwendung gebracht zu haben, welche die Nachteile der gut und schlecht leitenden Beläge abschwächt und dafür von beiden Arten — wenigstens zum Teil — die guten Eigenschaften aufzuweisen hat: Eine Maschine mit derartigen Belägen zeigt nämlich — natürlich unter der Voraussetzung, dass sich einige Stanniol-Sektoren bezw. einige der bisher üblichen runden Stanniolknöpfe (Töpler) auf den rotierenden Scheiben befinden und die Erregung durch Bürsten geschieht — bei trockenem Wetter eine genügend schnelle Selbsterregung; bei mittleren Feuchtigkeitsverhältnissen ist eine solche Maschine jedoch nur sehr schwer in Gang zu bringen und fällt auch während des Betriebes leicht aus der Erregung; bei feuchter Witterung gar funktioniert sie überhaupt nicht. Die Schlagweite ist hoch und die Neigung zu Polwechseln gering, wenn auch immer noch vorhanden.

Dieselben Vorteile der Holtzschen Papierbeläge erhält man nun auch bereits, wenn man statt ihrer einen beliebigen Leiter nimmt, und in der bereits oben auseinandergesetzten, in Fig. 9 dargestellten Weise einen Widerstand W_1 in die Zuleitung zu den Erregerfeldern einführt. Die Vorteile der Papierbeläge werden jedoch noch weit übertroffen, sobald man, wie ebenfalls in Fig. 9 angegeben, den eingeschalteten Widerstand W_1 von 0 bis zu einem Höchstwert leicht veränderlich macht; alsdann erhält man mit demselben Belag durch blosse Veränderung des Widerstandes W_1 nach Belieben alle die oben aufgezählten Vorteile der gut, mittel und schlecht leitenden Beläge. Wird eine solche Maschine angedreht, so wird zunächst zwecks leichter Selbsterregung der Einschaltewiderstand W_1 gleich 0 gemacht, nach der Erregung der Maschine jedoch sogleich auf einen erfahrungsgemäss ermittelten Wert gebracht, bei dem die Schlagweite am höchsten ist und die Polwechsel aufhören.

In diesem Falle kann, wie gesagt, mit Vorteil das Feld aus einem besseren Leiter als Papier hergestellt werden. Man ist nunmehr sogar in der Lage, ohne weiteres auch Metall für dieselben zur Verwendung bringen zu können, wenn man nur dafür sorgt, dass die hochgespannte Elektrizität, mit der die Metallfelder geladen werden, sich nicht aus den scharfen Kanten derselben zerstreuen kann. Dies kann zweckmässig z. B. dadurch erreicht werden, dass man den eigentlichen Metallbelag aus Stanniol herstellt, wie sonst auf der festen Scheibe befestigt und darüber einen ähnlich geformten, jedoch grösseren Belag von schlecht leitendem Papier klebt, welches den Stanniolbelag allseitig überragt und so infolge seines hohen Widerstandes die Kantenwirkung des Metallfeldes abschwächt bezw. aufhebt. Noch besser nach dieser Hinsicht ist es, die Felder aus stärkerem Metallblech herzustellen und ganz in Isolationsmaterial einzubetten, z. B. in eine Masse von Paraffin, gemischt mit Wachs und ähnlichen Substanzen, einzuschmelzen oder in Ebonit einzuvulkanisieren. — —

Wesentliche Vorteile erzielt man ferner durch die Berücksichtigung eines weiteren Gesichtspunktes, der — soviel ich weiss — bisher gänzlich unbeachtet geblieben ist und darin besteht, dass man die Felder derart anordnet, dass sie bei plötzlichen Entladungen möglichst hohe Rückstände zurückbehalten. Hierdurch

1) Vgl. G. Wiedemann, Elektrizität, III. Aufl. 4, § 261, p. 204 und John Gray, Les machines électriques à influence, traduit par G. Pellissier, Chap. III, p. 106 etc.

wird der Vorteil erzielt, dass die Maschine auch bei stark wechselnder Stromabnahme absolut gleichmässig arbeitet, ferner bei feuchten Witterungsverhältnissen und vorübergehender zu starker Entladung der Elektroden etc. weniger leicht aus der Erregung fällt, wodurch in vielen Fällen eine lästige Neuerregung unter vorübergehender Ausschaltung des in die Zuleitung zu den Erregerfeldern geschalteten Widerstandes notwendig wäre.

Solche „rückstandbildenden Erregerfelder" erhält man z. B. dadurch, dass man — wie dieses in Fig. 10 angedeutet ist — das

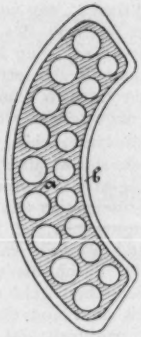


Fig. 10.

auf die feste Scheibe geklebte Metallblatt *a* nicht aus einer vollen Fläche bestehen lässt, sondern diese mit zahlreichen kreisförmigen Ausschnitten versieht und über dieselbe — in ähnlicher Weise wie oben angegeben — eine zweite unzerteilte grössere Fläche *(b)* aus schlecht leitendem Material, wie Papier od. dgl., klebt. Ein derartiges Feld hat die Eigenschaft, infolge des hohen Widerstandes der aus Papier bestehenden Teile der Fläche bei kurz dauernden Entladungen starke Rückstände zurückzubehalten; die zwischenliegenden Teile aus einem Halbleiter wirken also in diesem Falle wie ein Regulator, der verhindert, dass die Maschine bei vorübergehender zu grosser Beanspruchung sofort ihre ganze Entladung abgiebt, bezw. aus der Erregung fällt, und andererseits wiederum ein sofortiges Anwachsen der Thätigkeit der Maschine bis auf den vorher erreichten Gleichgewichtszustand bewirkt bezw. befördert. — —

Nunmehr können wir noch einen Schritt weiter gehen: Durch die oben genannten Verbesserungen in der Ladung der Erregerfelder, im besonderen aber durch die Einführung des veränderlichen Widerstandes W_1 zwischen Feld und Erregerbürste ist es möglich geworden, die Erregerfelder direkt von den Konduktoren her zu laden. Das Diagramm der neuen Schaltung, die dadurch entsteht, ist in Fig. 11 dargestellt;

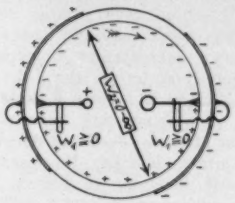


Fig. 11.

sie hat zunächst den praktischen Vorteil, dass sie bei einer gewöhnlichen zweipoligen Maschine (über mehrpolige Typen vgl. die Abhandlung e) zwei der sonst notwendigen Bürsten, die zur Abnahme der zur Ladung der Erregerfelder dienenden Elektrizität von den Scheiben bezw. dem Kollektor dienen, und die naturgemäss einer fortwährenden Abnutzung und Wartung unterworfen sind, zum Fortfall bringt. Sodann wird dadurch auch das Äussere einer Influenz-, im besonderen aber einer Kondensatormaschine, die infolge des Vorhandenseins eines Kollektors etc. auch sonst bereits eine gewisse äussere Ähnlichkeit mit einer Dynamomaschine besitzt, noch mehr als bisher durch analoge Gestaltung einer Nebenschlussmaschine mit ihrer regulierbaren Felderregung ähnlich gemacht. Wie bereits oben für die Schaltung nach Fig. 9 angegeben, wird auch hier beim Andrehen zum Zwecke der Erregung — falls es erforderlich ist — der Widerstand W_1 zunächst ausgeschaltet und sodann nach dem Angehen der Maschine nach Belieben grösser oder kleiner gemacht. — —

An dieser Stelle möchte ich noch auf den Umstand aufmerksam machen, dass eine Kondensatormaschine mit „Doppeldrehung" im Gegensatz zu einer Influenzmaschine ohne weiteres in eine solche mit „festem Feld" umgewandelt werden kann. Die Möglichkeit dazu ist dadurch gegeben, dass man leicht eine Anzahl nebeneinander liegender Kollektorstangen durch einen Draht miteinander leitend verbinden und auf diese Weise ein grösseres Feldbelag herstellen kann; den Draht wird man alsdann entweder direkt an die Konduktoren anschliessen oder zu einer Vorschaltefunkenstrecke, wie eine solche z. B. in der Fig. 3 der Abhandlung a zu erkennen ist, (besser wäre ein Holzstab) weiterführen. Man braucht dann nur noch dieses Scheibensystem festzuklemmen und den zugehörigen Polarisator, sowie die zugehörigen Konduktorbürsten zu entfernen, und die Kon-

densatormaschine mit festem Feld in der Schaltung nach Fig. 11 ist fertig.

Allerdings sind die Erregerfelder sowie die sonstigen harmonischen Verhältnisse der so entstandenen Maschine recht wenig vollkommen, aber immerhin mag dieselbe in dieser Schaltung zur Anstellung interessanter Vergleiche, z. B. bei beliebiger Veränderung der Zahl und räumlichen Lage der verbundenen Kollektorlamellen und damit der Feldbeläge verwandt werden oder auch zur Messung der Kraft (Gegengewicht) dienen, die erforderlich ist, das feste Scheibensystem gerade in Ruhe zu halten, bezw. die anziehende Kraft des rotierenden Scheibensystems zu überwinden.

Ähnliche Versuche haben mir bereits gezeigt, dass infolge ihrer grösseren Unempfindlichkeit gegen Witterungseinflüsse und Ausstrahlung eine genügend grosse Kondensatormaschine bei der Schaltung nach Fig. 11 bereits ohne den Einschaltewiderstand W_1 absolut gleichmässig arbeitet, und dass daher selbst bei Annahme von Metallbelägen diese in dem Falle direkt und dauernd an die Konduktoren angeschlossen werden können.

Mögen diese weiteren Verbesserungen und Vereinfachungen in den Schaltungsweisen der Polarisatoren und Konduktoren, bezw. die Erlangung des durch die Einführung von Widerständen gebildeten einheitlichen Polarisationssystems dazu beitragen, den bisherigen Influenzmaschinen, im besonderen aber den aus ihnen hervorgegangenen Kondensatormaschinen zu weiteren Erfolgen zu verhelfen.

Zum Schluss erlaube ich mir, auch an dieser Stelle Herrn Geh. Rat Prof. Dr. A. Slaby, in dessen Laboratorium mir die Anstellung der beschriebenen Messungen gütigst gestattet war, sowie dem Hrn. Prof. Dr. H. Rubens, Hrn. Prof. Dr. W. Wedding und Hrn. O. Nairz meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 15. Februar 1905.)

Methode zur Bestimmung der Volumenänderung beim Schmelzen.

Von A. Hess.

Die Bestimmung der für die verschiedensten Zweige der Wissenschaft und auch der Technik wichtigen Volumenänderung beim Schmelzen begegnet nach den bisherigen Methoden vielen Schwierigkeiten; schon in qualitativer Hinsicht, ob der betreffende Körper sich ausdehne oder zusammenziehe, widersprechen sich manche Resultate verschiedener Untersuchungsarten; dabei haben sie alle die lästige Eigenschaft, sehr mühselig zu sein, so dass auch aus diesem Grunde nur von relativ wenig Körpern die Volumenbewegungen bekannt sind.

Zugleich mit einer Verminderung dieser Unbequemlichkeit ist es mit der hier beschriebenen, im physikalischen Institut der Universität Erlangen ausgearbeiteten neuen Methode gelungen — vorderhand für niedere und mittlere Temperaturen —, quantitativ einwandfreie Bestimmungen anzustellen, welche den Genauigkeitsgrad andrer Methoden erreichend die Aussicht bieten, die Empfindlichkeit noch bedeutend zu steigern. Spätere Arbeiten sollen dies erweisen und die Methode auch für hohe Temperaturen geeignet machen.

Die Grundlage des Verfahrens bildet das archimedrische Prinzip, der vom Volumen abhängige variable Auftrieb des Schmelzkörpers in einer Badeflüssigkeit, eine Methode, die zu diesem Zweck innerhalb der letzten achtzig Jahre nur zweimal, von Erman[1]) und von Battelli und Palazzo[2]) angewendet worden war.

Der prinzipielle Unterschied von den früheren Versuchen besteht darin, dass die Messungen kontinuierlich angestellt worden sind. Dort wurde das Bad stufenweise erhitzt und der Auftrieb einzeln ausgewogen; ich habe die Erwärmung fortdauernd mittels eines elektrischen Heizofens bewirkt; durch die empfindliche Regulierfähigkeit derselben geht die Erhitzung so allmählich vor sich, dass Konvektionsströmungen nicht auftreten, wodurch das Haupthindernis ständiger Auftriebsbestimmung fortfällt.

Eine Jollysche Feder diente als Messinstrument, wobei die Ausbildung der Aufhängefäden des Körpers an der Spirale als Thermoelemente eine beliebig genaue Temperaturbestimmung des Körpers sowie des umgebenden Bades gestattete.

Apparat.

Die an der Decke aufgehängte, durch die sie einhüllende Pappröhre gegen Luftzug geschützte Spiralfeder *a* aus Stahl ist durch den Rahmen *c*, in welchem ein frei bewegliches Schälchen für Tara und Eichgewicht, und die beiden Eisendrähte *dd*, sodann von dem Querstab *e* ab vermittels des durch ein Schutzdach *A* führenden Porzellanstabes *f* und dessen beiden Paaren Thermodrähten mit dem in Becher *b* zu untersuchenden Körper belastet. (Die gespannten Thermodrähte sind durch Bohrungen des Porzellanstabes geführt.) Becher *b* schwebt frei beweglich inmitten des mit Badeflüssigkeit gefüllten Gefässes *B*, welches seinerseits an dem Ringeisenträger *g* mit Hilfe dreier verstellbarer Schrauben genau senkrecht hängt; dass *B* von dem ihn in Millimeterabstand umgebenden elektrischen Heizofen *h* nicht berührt wird, lässt

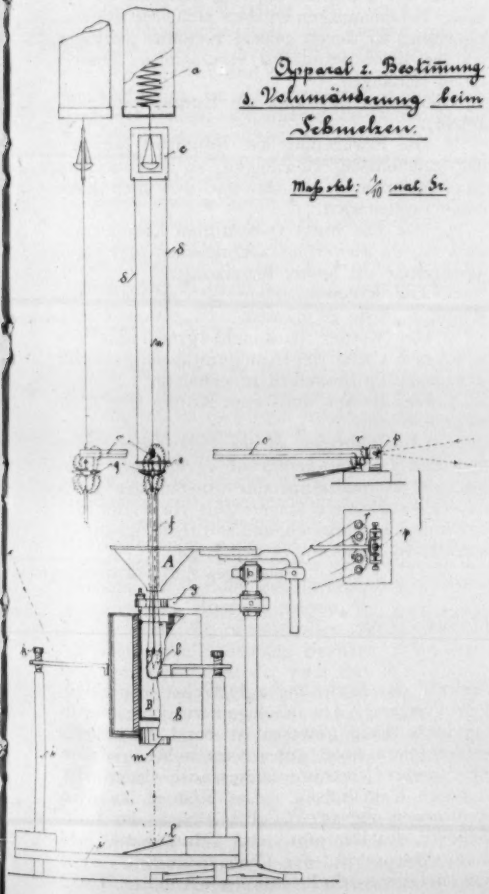
1) Pogg. Ann. **9**, 557, 1827.
2) R. acc. dei Lincei **9**, 720 u. Beibl., 1885.

sich durch Montierung auf dem Dreieckgestell i mittels der Stellschrauben k erreichen; Spiegel l gestattet eine genaue Kontrolle, bevor der Pfropfen aus Asbest m eingesteckt wird.

Der Ofen h besteht aus einem Porzellanrohr mit eingeschnittenem Gewinde, in welches der (stromführende) Nickeldraht eingelegt ist; in ein mit Asbestpappe innen und aussen verkleidetes Blechgefäss eingepasst, ist der Zwischenraum mit Holzasche als schlechtem Wärmeleiter ausgefüllt.

Die geradlinige Bewegung der Feder wird mittels des an feinem Platindraht n eingehakten Hebels o in eine vertikale Drehung die Spiegels p verwandelt.

An dem Drehhebel entlang führen vier dünne besponnene Kupferdrähte, welche auf der Glasschale q an die Thermodrähte angeschlossen die Verbindung mit den Galvanometern ermöglichen; um die Empfindlichkeit der Feder bei der Drehung nicht zu verringern, sind die Drähte bei q und r zu Spiralen gewunden.



Von den Thermoelementen taucht das eine in den Becher b, giebt also die Temperatur des Körpers an; ein zweites seitwärts, ausserhalb des Bechers lässt die Badtemperatur erkennen. Die kalten Thermoenden sind in Eis gelagert.

Da die lange Spiralfeder gegen die Temperatureinflüsse äusserst empfindlich ist, werden derartige Schwankungen an einem dritten Galvanometer erkannt, das unter dem Einfluss von drei hintereinander geschalteten Thermoelementen steht, welche in die Kartonröhre der Feder gesteckt sind.

Statt subjektiver Fernrohrablesung wurde eine objektive Registrierung auf Bromsilberpapier eingerichtet.

Berechnung.

Bezeichnungen:

Körper:
- G [gr] Gewicht
- V_{20} [cm³] Volumen bei 20°
- v spezifisches Volumen
- t Temperatur.

Becher:
- $\mathfrak{G}$ Gewicht
- $\mathfrak{V}_{20}$ Volumen bei 20°
- t Temperatur
- $\triangle t$ Temperaturdifferenz seit Beginn
- 3α kubischer Ausdehnungskoefffizient.

Bad:
- Γ_{20} Gewicht der von Körper und Becher verdrängten Flüssigkeit
- $\delta\Gamma$ Änderung d. Gewichts [mm od. gr]
- Φ_{20} Volumen d. verdrängten Flüssigkeit
- φ spezifisches Volumen
- τ Temperatur.

F mm Kurvenablesung des Auftriebes

$\delta\Gamma$ mm $= F_1 - F_0$ und $t = \frac{t+\tau}{2}$

Zur Bestimmung des spezifischen Gewichtes resp. Volumens gelten folgende Beziehungen:

$$v_t = \frac{V_t}{G}$$

$$V_t = \Phi_\tau - \mathfrak{V}_t$$

$$\frac{\Phi_\tau - \mathfrak{V}_t}{G}$$

1. $v_t =$
2. $\Phi_\tau = (\Gamma_{20} + \delta\Gamma)\,\varphi_\tau$
3. $\mathfrak{V}_t = \mathfrak{V}_{20}\,(1 + 3\alpha\,\triangle t)$.

Für tabellarische Zwecke ist es günstiger, die Gleichungen nicht weiter zusammenzufassen.

Die lineare Beziehung der Thermoelemente, bezw. deren E. M. K. als Funktion der Temperatur bei minderen Erwärmungen gestattet eine

Konstanten des Diagramms.

$tg\,\alpha = 0{,}653$; $u_t = 2$ mm; $u_\tau = 4$ mm; 1 mm $d\Gamma = 14$ mg.

t		X	τ		F	$d\Gamma$		$\Gamma + d\Gamma$	φ_τ	Φ cm³	$\mathfrak{V}$ cm³	$v^t = \frac{\Phi - \mathfrak{V}}{G}$
a^0	b mm	mm	b mm	a^0	mm	mm	mgr	gr				
20	32,5	0	38,5	22,5	5	0	0	31,200	1,0023	31,271	3,431	0,54890
25	40,5	13	46,5	27,5	6	1	14	31,214	1,0036	31,326	3,431	0,54993
30	48	26	54,5	33	6	1	14	31,214	1,0052	31,376	3,431	0,55096
35	55,5	44	61,5	37	7	2	28	31,228	1,0065	31,431	3,432	0,55202
40	63,5	67	69,5	41	7	2	28	31,228	1,0082	31,484	3,432	0,55307
42	66,5	79,5	72	44,5	5	0	0	31,200	1,0096	31,499	3,432	0,55337
43	68	84,5	74	45,5	5	0	0	31,200	1,0100	31,511	3,432	0,55360
44,5	70,5	97	76,5	47	5	0	0	31,200	1,0106	31,531	3,433	0,55399
44,5	70,5	122	80	49,5	60	55	770	31,970	1,0117	32,344	3,433	0,57002
47,5	75	129	81	50	73,5	68,5	959	32,159	1,0120	32,545	3,433	0,57397
50	79	159	85	53	73,5	68,5	959	32,159	1,0133	32,588	3,434	0,57480
54	85,5	265	91	57	74	69	966	32,166	1,0153	32,659	3,434	0,57622

sehr einfache Umrechnung der abgegriffenen Millimeter (b mm) der Kurve in Grade (a^0)

$$a^0 = (b - u) \cdot tg\,\alpha$$

und

$$b\text{ mm} = a \cot\alpha + u,$$

wobei $tg\,\alpha$ durch die Anordnung der Apparate bestimmt ist und u mm der Abstand der willkürlich eingestellten Abszissenachse im Diagramm vom Nullpunkt ist. Dieser wird vor Beginn einer Aufnahme verzeichnet, so dass dann u mm einfach abzugreifen ist.

Ebenso wird im Auftriebdiagramm der Massstab jedesmal markiert, durch Aufnahme der z. B. mit einem Gramm beschwerten Federstellung.

Phosphor.

$G = 50{,}720$ gr $\quad V_{20} = 27{,}840$ cm³
Becher $\mathfrak{V}_{20} = 3{,}431$ cm³ $\quad 3\alpha = 1{,}77 \cdot 10^{-5}$

Aus einer graphischen Darstellung wird erhalten $v'_{44,5} = 0{,}57305$ Volumenvergrösserung beim Schmelzen $dv_{44,5} = \frac{0{,}57305}{0{,}55399} = 1{,}0344$ in Prozenten 3,4 %.

Bei der Durchbildung der Methode zu genauen Bestimmungen ergaben sich viele Schwierigkeiten; für deren genaue Kenntnis verweise ich auf meine demnächst erscheinende Dissertation (Erlangen).

Hier seien nur kurz die Endresultate mitgeteilt:

1. Die Erwärmung hat möglichst langsam und gleichmässig zu erfolgen, so dass das Bad ohne Strömungen schichtweise von oben nach unten erhitzt wird.

2. Das Bad muss vollkommen luftfrei sein; dazu ist es wiederholt auszukochen und zwar unmittelbar vor seiner Benutzung.

3. Die Badetemperatur ist an einer bestimmten Stelle zu messen.

4. Der Körper darf nicht gross sein, um neben dem Vorteil der Homogenität eine gleiche Temperierung desselben zu erhalten.

5. Der Becher muss vom Körper möglichst ausgefüllt sein.

6. Um Störungen an der Jollyschen Feder und den Galvanometern zu vermeiden, muss die Laboratoriumtemperatur konstant sein; auch ist der Arbeitsraum längere Zeit vor Beginn der Aufnahme zu verlassen, und sämtliche Schaltung ausserhalb desselben zu bethätigen.

(Eingegangen 8. Februar 1905.)

BESPRECHUNGEN.

Max Eyth, Lebendige Kräfte. Sieben Vorträge aus dem Gebiete der Technik. gr. 8. VII u. 284 S. mit Abbildungen. Berlin, Julius Springer. 1905. M. 4,—, gebdn. M. 5,—.

Eine Reihe mit Hingabe geschriebener Vorträge liegt hier vor, deren Inhalt, auch wenn er den Lesern dieser Zeitschrift nicht immer sehr nahe liegt, ihnen doch sicherlich einige interessante Stunden der Unterhaltung gewähren wird. Seiner frischen Schilderungen wegen sei deshalb das Buch angelegentlichst empfohlen. Der Verfasser, der als Ingenieur jahrelang in Ägypten thätig gewesen ist, und als Schriftsteller schon einen guten Namen hat, giebt in drei dieser Vorträge interessante Bilder der dortigen Verhältnisse. „Das Wasser im alten und neuen Ägypten", „Ein Pharao im Jahrhundert des Dampfes" und „Mathematik und Naturwissenschaft der Cheopspyramide" sind die Titel dieser sehr lesenswerten Aufsätze. Dazu

tritt der mit sichtlichster Liebe zur Sache geschriebene Artikel „Poesie und Technik", ferner der beachtenswerte Aufsatz „Zur Philosophie des Erfindens" und einiges andere. Genussreiche Stunden sind den Lesern dieser Vorträge sicher. E. Bose.

(Eingegangen 5. Januar 1905.)

J. H. Jeans, The dynamical Theory of Gases. Cambridge, University Press. 1904. Sh. 15,—.

Das vorliegende einer möglichst strengen Begründung der kinetischen Gastheorie gewidmete Werk verdient wegen seiner gründlichen und im allgemeinen kritischen Darstellungsweise recht gelobt zu werden und kann wohl der vorzüglichen Boltzmannschen Behandlung des Gegenstandes einigermassen an die Seite gestellt werden. Wenngleich der Verfasser sich bezüglich weiter ergehender Vergleichung der Theorie mit der Erfahrung darauf beschränkt, auf die Werke von O. E. Meyer und Weinstein zu verweisen, so wird doch in dankenswerter Weise nicht ganz vermieden, experimentelle Daten in das Bereich der Erörterungen zu ziehen und tabellarisch zu verwerten. Zu Ausstellungen Anlass giebt leider die einseitige Bevorzugung einer Exponentialform der Zustandsgleichung, welche theoretische Isothermen für stark komprimierte Gase ergiebt, die nicht wie die der van der Waalsschen Gleichung zu negativen Drucken heruntergehen. Hier ist nicht beachtet, dass für Temperaturen, die erheblich unter der kritischen Temperatur liegen, die Isothermen sicherlich, wenn auch nur in metastabilen und labilen Teilen, zum Teil im Gebiete negativer Drucke verlaufen müssen. Dies ist aber nicht ohne Wichtigkeit, da es bei gut ausgekochten Flüssigkeiten leicht gelingt, sie im Gebiete des Verdampfungsverzuges unter negative Drucke zu setzen, wie das beispielsweise schon Helmholtz beobachtet und eingehend beschrieben hat. Die konsequente Ablehnung eines solchen Verlaufs der Isothermen wirkt auf den Uneingeweihten irreleitend und hätte leicht vermieden werden können, zumal doch gerade Helmholtz' Beobachtung dazu dient zu zeigen, bis zu welchem Grade auch die metastabilen Teile der Isothermen reelle Bedeutung besitzen. (Auf jeden Fall geschieht aber der van der Waalsschen Gleichung hier doch offenbar Unrecht, so manches sich auch gegen sie einwenden lässt.) Nach dieser Seite hin wird freilich in den Lehrbüchern meist der Verlauf der Isothermen eingehender zu diskutieren unterlassen, obgleich meines Erachtens die Erwähnung gerade dieses Punktes sehr wünschenswert wäre. Im übrigen möchte der Referent das Jeanssche Werk den Lesern dieser Zeitschrift angelegentlich empfehlen.

Auch in Amerika ist das Erscheinen eines neuen Werkes über kinetische Theorie zu begrüssen:

W. P. Boynton, Applications of the kinetic theory to gases, vapors, pure liquids, and the theory of solutions. (Anwendungen der kinetischen Theorie auf Gase, Dämpfe, reine Flüssigkeiten und die Theorie der Lösungen.) gr. 8. X u. 288 S. New-York. The Macmillan Company. 1904.

Dieses Werk vermeidet den soeben an Jeans Buch gerügten Fehler durch unparteiische Nebeneinanderstellung der verschiedenen Zustandsgleichungen. Weniger gründlich, aber dabei im Thema sehr viel umfassender angelegt als das Werk Jeans, das nur den Gaszustand behandelt, wird das vorliegende Buch Boyntons zu einer gedrängten Darstellung genötigt durch den geringen Umfang und darunter leidet besonders die Verbindung von Theorie mit dem Beobachtungsmaterial, das sicherlich zu kurz dabei kommt. Die Klarheit der Darstellung und die Behandlungsweise des Gegenstandes verdient im übrigen volles Lob. E. Bose.

(Eingegangen 5. Januar 1905.)

H. Ebert, Anleitung zum Glasblasen. 3. vielfach umgearbeitete und erweiterte Auflage. gr. 8. XII u. 120 S. mit 68 Abbildungen im Text. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1904. M. 2,40, gebunden M. 3,—.

Eberts Anleitung zum Glasblasen ist in Physikerkreisen so bekannt und hat sich eine so grosse Zahl von Freunden erworben, dass es eigentlich hier nur des Hinweises darauf bedarf, dass eine neue Auflage erschienen ist. Dass dieselbe der fortschreitenden Entwicklung der Wissenschaft entsprechend erweitert ist, namentlich in Rücksicht auf die Herstellung von Vakuumapparaten, auf die Anfertigung von Apparaten zur Benutzung flüssiger Luft, zur Herstellung von Edelgasen, zu Untersuchungen aus dem Gebiete der Radioaktivität u. s. w., vermehrt nur die längst bekannte vorzügliche Brauchbarkeit des Büchleins. Mehr denn je verlangt experimentelles Arbeiten auf physikalischem und physikalisch-chemischem Gebiete dringend eine gewisse Fertigkeit in der Behandlung des Glases, eine Thatsache, auf die immer wieder mit neuem Nachdruck hingewiesen werden muss, und welche sich nicht nur die zukünftigen Universitätslehrer, sondern alle zukünftigen Lehrer der Physik und Chemie überhaupt sowie Chemiker und insbesondere physikalische Chemiker vergegenwärtigen sollten.

E. Bose.

(Eingegangen 5. Januar 1905.)

A. J. Balfour, Unsere heutige Weltanschauung. Einige Bemerkungen zur modernen Theorie der Materie. Ein Vortrag gehalten zu Cambridge am 17. August 1904 in der Plenarversammlung der British Association. Deutsche Übersetzung von Dr. M. Ernst. 2. durchgesehene Auflage. gr. 8. 38 S. Leipzig, J. Ambr. Barth. 1905. M. 1,—.

Mit Recht hat die Rede, welche Lord Balfour auf der letzten Versammlung der British Association gehalten hat, grosses Aufsehen erregt und weitgehende Beachtung gefunden. Dafür spricht auch die Thatsache, dass nach wenig Monaten schon die zweite Auflage der deutschen Ausgabe erscheint. Jedem Leser dieser Zeitschrift, soweit er nicht schon Balfours Rede kennt, sei dieselbe hiermit angelegentlichst empfohlen. Sprachliche Unebenheiten, die dem Übersetzer zur Last fielen und bisweilen in der ersten Auflage störend wirkten, sind in der zweiten erfreulicherweise beseitigt.

E. Bose.

J. J. Thomson, Elektrizität und Materie. Autorisierte Übersetzung von G. Siebert. („Die Wissenschaft." Sammlung naturwissenschaftlicher u. mathematischer Monographien, Heft 3.) 8. VIII u. 100 S. mit 19 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1904. M. 3,—, gebunden M. 3,60.

Die im Jahre 1903 gehaltenen Silliman-Vorlesungen über „Electricity and Matter" J. J. Thomsons sind nunmehr in deutscher Ausgabe erschienen. Einem grossen Teil der Leser dieser Zeitschrift werden dieselben schon nach der englischen Ausgabe bekannt sein. Der Name des Verfassers bürgt für die Eigenart der Darstellung und so sei denn ohne weitere Worte der Empfehlung eine kurze Inhaltsübersicht in Gestalt der Kapitelüberschriften gegeben.

1. Darstellung des elektrischen Feldes durch Kraftlinien; 2. Elektrizität und gebundene Masse; 3. Wirkungen der Beschleunigung der Faradayschen Röhren; 4. Die atomistische Struktur der Elektrizität; 5. Die Konstitution der Atome; 6. Radioaktivität und radioaktive Substanzen.

Auf wenigen Seiten eine Fülle neuer Betrachtungen in gedrängter Kürze bietend, wird das Bändchen jedem Leser dieser Zeitschrift eine willkommene Gabe sein.

E. Bose.

Gustav Mie, Moleküle, Atome, Weltäther. (Aus Natur und Geisteswelt, 58. Bändchen.) 8. IV u. 138 S. mit 27 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. Gebunden M. 1,25.

Das Thema: „Moleküle, Atome, Weltäther" wird in dem vorliegenden Büchlein in anziehender Sprache und durchaus populärer Form derartig behandelt, dass dem gebildeten, aber nicht mit besonderer naturwissenschaftlicher Fachbildung versehenen Leser ein Verständnis für die modernsten Probleme der Ätherphysik geweckt wird. Hervorgegangen aus einem Cyklus von Vorträgen, schildert das Werkchen in gefälliger, anschaulicher Darstellung in sechs Hauptabschnitten: 1. Die körnige Struktur der Materie, 2. Die Molekulartheorie, 3. Die Frage, ob die Moleküle einzeln sichtbar sind, 4. Die Atome, 5. Den Weltäther in seinen Eigenschaften, und 6. Die Verknüpfung der greifbaren Atome mit dem Äther. Für naturwissenschaftlich interessierte Gebildete jeden Standes verdient Mies Darstellung warm empfohlen zu werden.

E. Bose.

Kurt Arndt, Grundbegriffe der allgemeinen physikalischen Chemie. Zweite Auflage. 8. 48 S. mit 6 Figuren im Text. Berlin, Mayer & Müller. 1905. Kartoniert M. —,80.

Das vorliegende Büchlein enthält auf 38 Textseiten die Lehren der physikalischen Chemie zusammengestellt. Es ist ohne weiteres klar, dass dies nur in Gestalt einer „sehr konzentrierten Lösung" möglich ist. Der Verfasser kann aber für sich das Verdienst in Anspruch nehmen, dass die von ihm geschaffene Lösung sich innerhalb der Beobachtungsfehler als eine nahezu „ideale konzentrierte Lösung" erweist. Dass sich ein solch gedrängter Extrakt einer Wissenschaft nicht als Lehrbuch benutzen lässt, bildet keinen Einwand gegen die Anfertigung eines solchen und wäre das etwa, als ob man Liebigs Fleischextrakt einen Vorwurf daraus machen wollte, dass er nicht als fertige Bouillon seinen Einzug in den Haushalt hielte. Als kurzes Resumé der physikalischen Chemie verdient das Werkchen volles Lob.

E. Bose.

Hugo Ahlberg, Festigkeitslehre. In elementarer Darstellung mit zahlreichen, der Praxis entnommenen Beispielen. Zum Gebrauch für Lehrer und Studierende an technischen Mittelschulen sowie für die Praxis. gr. 8. 144 S. mit zahlreichen Figuren. Hannover, Gebrüder Jänecke. 1904. Gebunden M. 3,—.

Das Buch ist besonders brauchbar wegen der grossen Zahl von Übungsaufgaben, zu denen stets die Lösungen gegeben sind. Zahlreiche Skizzen sind eingefügt; leider sind diese z. T. als nicht gelungen zu bezeichnen, insbesondere sind die räumlich gedachten Figuren verschiedentlich missglückt.

H. Hort.

(Eingegangen 7. Januar 1905.)

Georg Helm, Die Theorien der Elektrodynamik nach ihrer geschichtlichen Entwickelung. gr. 8. VIII u. 164 S. mit Figuren. Leipzig, Veit & Co. 1904. M. 5,60. Gebunden M. 6,60.

Die Elektronentheorie mit ihrer teilweisen Rückkehr zu den Anschauungen W. Webers hat schon verschiedentlich Rückblicke auf die Entwickelung der Elektrizität und des Magnetismus veranlasst. So hat z. B. Herr Kaufmann in seinem Referat von der Naturforscherversammlung zu Hamburg einen solchen in gedrängter Form gegeben. Auch das vorliegende Werk giebt eine historische Darstellung von der Entwickelung der Elektrizität, die allen Physikern willkommen sein wird.

Clem. Schaefer.

(Eingegangen 13. Januar 1905.)

Ignaz Wallentin, Einleitung in die theoretische Elektrizitätslehre. (Sammlung von Lehrbüchern auf dem Gebiete der math. Wissenschaften, Bd. 15.) Mit 81 in den Text gedruckten Figuren. gr. 8. X u. 444 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. Gebunden M. 12,—.

Das vorliegende Buch verfolgt den Zweck, den Studierenden in die Grundlagen der Elektrizitätslehre einzuführen, um ihn zu befähigen, die Originalabhandlungen mit Erfolg zu lesen. Im allgemeinen wird man dieses Ziel als erreicht bezeichnen dürfen, wenn auch die Einführung in die verschiedenen Gebiete ziemlich ungleichmässig ist. Die Maxwellsche Elektrodynamik wird recht kurz abgethan; auch ist gerade in diesen Partien des Buches mancher Fehler untergelaufen, so dass beim Gebrauch einige Vorsicht anzuraten ist. Die Darstellung ist meist klar und pädagogisch.

Clem. Schaefer.

(Eingegangen 13. Januar 1905.)

Hugo Bauer, Chemie der Kohlenstoffverbindungen. (Sammlung Göschen. Nr. 191 bis 194.) kl. 8°. ca. 150 Seiten. Leipzig, G. J. Göschen. 1904. Gebunden à 80 Pf.

Die vorliegenden Bändchen sind bestimmt den Studierenden als Repetitorium im Anschluss an die Vorlesungen über organische Chemie zu dienen, und erscheinen mit ihrer zwar naturgemäss gedrängten, aber wohl durchdachten und konzisen Anordnung des Stoffes auch gut geeignet dazu.

Heft I und II umfassen die aliphatischen Verbindungen, Heft III enthält die carbozyklischen und Heft IV die heterozyklischen Verbindungen.

M. Bose.

(Eingegangen 11. Januar 1905.)

Otto Röhm, Massanalyse. (Sammlung Göschen. Nr. 221.) kl. 8. 88 S. mit 14 Figuren. Leipzig, G. J. Göschen. 1904. Gebunden M. —.80.

Dieses kleine Büchlein wird sicherlich seinen Zweck in zufriedenstellender Weise erfüllen, nämlich den naturwissenschaftlich gebildeten Laien und den angehenden Chemikern als Einführung in die Methoden der Massanalyse zu dienen. Es ist klar und präzis geschrieben, enthält gute Abbildungen (14), und steht ohne Übertreibungen, aber auch ohne Unsicherheit auf dem Boden moderner physikalisch-chemischer Theorien.

M. Bose.

(Eingegangen 11. Januar 1905.)

Hans Mayer, Anleitung zur quantitativen Bestimmung der organischen Atomgruppen. 2. Auflage. Berlin, J. Springer. 202 S. M. 5,—.

Während die Methoden der anorganischen quantitativen Analysen im allgemeinen eine genügende Aufklärung über die Zusammensetzung der zu untersuchenden Substanzen geben, giebt bekanntlich die organische Elementaranalyse nicht genügende Anhaltspunkte, um zu den organischen Strukturformeln führen zu können. Neben ihr hat sich vielmehr im Laufe der Zeit eine Reihe bestimmter Reaktionen entwickelt, die bestimmte Atomgruppen mit grösserer oder geringerer Sicherheit indizieren. In den oft so kompliziert gebauten organischen Körpern können sowohl sterische Hindernisse gegen eine Reaktion derartige Prüfungen erschweren, wie auch Seitenreaktionen während der Analyse auftreten, deren man nicht Herr ist, und deren Verlauf man nicht genügend sicher verfolgen kann.

In dem vorliegenden Buche hat der auf diesem Gebiet wohlbekannte Verfasser die verschiedenen Methoden zusammengestellt, die benutzt werden, um einzelne Atomgruppen in organischen Verbindungen nach ihrer Art und Anzahl zu bestimmen. Es ist sehr interessant zu sehen, wie viele Atomgruppen man auf diese Weise schon zu bestimmen imstande ist. Mehr oder weniger sicher, wie gesagt (die Genauigkeit der Methoden muss oft der Natur der Sache zufolge für jeden Fall von neuem bestimmt werden), hat man allgemeine Reaktionen auf folgenden Gruppen: Hydroxyl-, Carbonyl-, Alkyloxyd-, Methylenoxyd-, primäre Amin-, Imid-, Nitril-, Methyl- und Äthyl-Imid-, Säureamid-, Azo-, Diazo-, Hydrazin-, Nitroso-, Nitro-, Jodo- und Jodoso-Gruppe. Ausserdem kann man quantitativ den typischen Wasserstoff der Amine, den aktiven Sauerstoff der Peroxyde und Persäuren, die doppelte und die dreifache Bindung bestimmen; wie man sieht, eine ganz imponierende Reihe.

Dass Mayers Buch seinen Zweck, die Verbreitung der erwähnten Methoden und damit den allgemeineren Ausbau dieses Gebietes der chemischen Forschung zu erreichen verspricht, geht daraus hervor, dass das Buch schon nach wenigen Jahren jetzt in zweiter Auflage vorliegt und zwar mit der doppelten Seitenzahl. Auch eine englische Ausgabe desselben ist erschienen, die sogar schon früher als die deutsche ihre zweite Auflage erlebt hat. M. Bose.

(Eingegangen 11. Januar 1905.)

Gustav Rauter, Anorganische chemische Industrie. (Sammlung Göschen. Nr. 205—207.) kl. 8. Je ca. 130 Seiten. Leipzig, G. J. Göschen. 1904. Gebunden je M. —.80.

Der Verfasser, der schon in einem früheren Band der Sammlung eine Übersicht über chemische Technologie gegeben hat, teilt die Themata, die er hier eingehender bespricht, folgendermassen ein. I. Leblancsoda-Industrie und ihre Nebenzweige, II. Salinenwesen, Kalisalze, Düngerindustrie und Verwandtes, III. Anorganische chemische Präparate.

Im ersten Band wird alsdann ausser der eigentlichen Sodafabrikation mit Aufarbeitung der Rückstände die Schwefelsäurefabrikation sowohl nach dem Kammer- wie nach dem Kontaktverfahren, die Fabrikation der Salpetersäure, schwefligen Säure und des Sulfats, die Industrie der Salzsäure, des Chlors, des Chlorkalks, der Bleichflüssigkeiten und der chlorsauren Salze behandelt, während die elektrolytische Darstellung der genannten Stoffe ausdrücklich nicht mit behandelt wird.

Obwohl es in chemischer und historischer Rücksicht wohl als eine zweckmässige Ordnungsweise des Stoffes betrachtet werden muss, muss es doch gegenwärtig ein wenig befremden, die Leblancsoda-Industrie so stark in den Vordergrund gerückt zu sehen, während man nicht einmal aus den Titeln der Bändchen sehen kann, wo man die Ammoniaksoda-Industrie zu suchen hat. In praxi aber wird doch zur Zeit, wie der Verfasser selbst schreibt „die grösste Menge der erzeugten Soda" eben als Ammoniaksoda gewonnen.

Im zweiten Band findet man dann folgendes behandelt: Stassfurter Salze, Salinenindustrie und Ammoniaksoda, die Industrie der Kalisalze und was damit in Zusammenhang steht, wie Borsäure und ihre Salze, Darstellung von Chlor und Salzsäure aus Chlormagnesium, Salpeterindustrie, Gewinnung von Brom und Jod u. s. w., und zuletzt die Industrie der künstlichen Düngemittel.

Der dritte Band enthält endlich die Industrie derjenigen anorganisch-chemischen Präparate, welche nicht in den zwei früheren Bänden schon behandelt worden sind oder erst später behandelt werden sollen. Zu den letzteren gehören wie oben genannt die auf elektrochemischem Wege gewonnenen anorganischen Präparate. Ausserdem werden alle diejenigen Präparate, die der Gegenstand der Industrie verflüssigter Gase, der Sprengstoff- und Zündwaren-Industrie, der keramischen Industrie, der Glasindustrie, der Herstellung künstlicher Baumaterialien und der Metallurgie sind, einer späteren Behandlung vorbehalten. Aus dem dritten Bändchen ist besonders die Behandlung der Mineralfarben zu erwähnen, denen auch eine Übersicht solcher beigefügt ist.

Die drei Bändchen sind mit 24 Abbildungen verschiedener Apparate und Anlagen der chemischen Industrie in guten, schematischen Darstellungen versehen. M. Bose.

(Eingegangen 11. Januar 1905.)

Berichtigung.

In der Arbeit von Barnes, Über das Spektrum des Magnesiums, Nr. 5 ist S. 149, Spalte 1, Zeile 19 v. o. zu lesen „Geryk-Luftpumpe" an Stelle von „Guerichesche Luftpumpe".

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierten sich: Dr. Karl Thomae an der Universität Giessen für Chemie, Dr. Erich Ebler an der Universität Heidelberg für Chemie, Dr. Eduard Grüneisen an der Universität Berlin für Physik, Prof. Max Tolle an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe für Maschinenbau, Dr. Paul Ewers an der Technischen Hochschule München für Physik, Dr. Rudolf Dietz an der Technischen Hochschule Dresden für anorganische Chemie.

Es wurden ernannt: Der Privatdozent Dr. Biltz an der Universität Göttingen zum Professor für Chemie an der Bergakademie in Klausthal, der a. o. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule in Wien Dr. Karl Zsigmondy wurde zum o. Professor an der Deutschen Technischen Hochschule in Prag, der Privatdozent an der Technischen Hochschule in Dresden Dr. Hans Bucherer zum ausseretatmässigen ausserordentlichen Professor der Chemie.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.